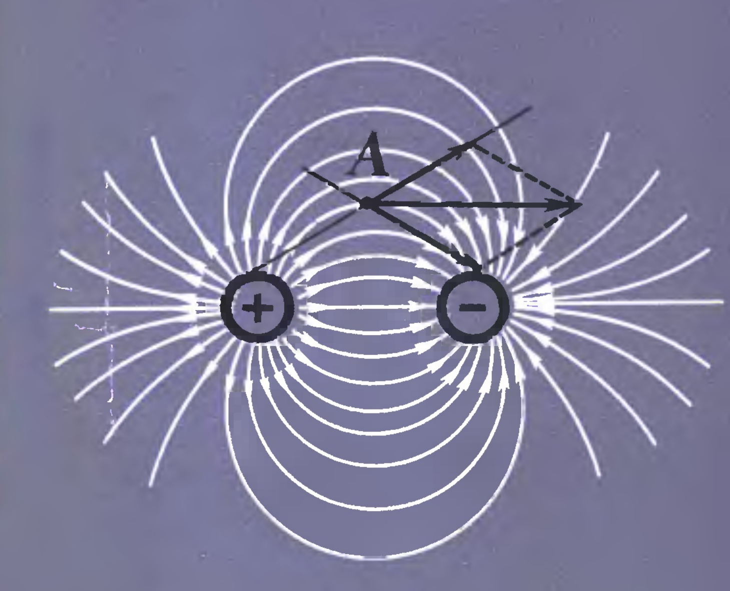
A.Kitaïgorodski

la physique à la portée de tous

livre 3

science pour tous



editions mir·moscou

A. KITAÏGORODSKI

La physique à la portée de tous

LIVRE 3

Les électrons



ÉDITIONS MIR · MOSCOU

Traduit du russe
par *Igor Sokolov*

На французском языке

AVANT-PROPOS

Dans le premier livre de la série « Physique pour tous », le lecteur s'est familiarisé avec les lois du mouvement des corps macroscopiques et les forces de gravitation. Le deuxième livre était consacré à la structure moléculaire de la matière et au mouvement des molécules.

Dans ce troisième livre, nous examinons la structure électrique de la matière, les forces électriques et le champ électromagnétique.

Le quatrième livre aura pour objet les photons, la structure du noyau atomique et les forces nucléaires.

Les quatre livres renferment des données sur toutes les principales notions et lois de la physique. Les faits concrets exposés ont été choisis de manière à permettre d'illustrer aussi exactement que possible le contenu des lois physiques, de décrire les procédés caractéristiques utilisés en physique pour examiner les phénomènes, de donner une idée de la façon dont se développa la physique et, enfin, de montrer à grands traits que la physique est le fondement de l'ensemble des sciences naturelles et de la technique.

Le visage de la physique s'est modifié sous les yeux d'une seule génération. Bon nombre de ses branches sont devenues des domaines indépendants d'une immense portée pratique. Nul ne saurait se considérer aujourd'hui comme un ingénieur instruit s'il ne connaît que les seuls fondements de la physique. Destinée à devenir la physique *pour tous*, notre série de livres doit permettre aux personnes exerçant les professions les plus diverses de se familiariser avec les principes de la physique et d'apprendre ce qui s'est

produit de nouveau en physique au cours des dernières décennies. Sans doute cette série intéressera-t-elle tout de même plus particulièrement les enseignants ainsi que les écoliers désireux de se consacrer à la physique.

Rappelons une fois de plus au lecteur qu'il tient en mains non pas un manuel mais un ouvrage de vulgarisation scientifique. Dans un manuel, la place faite à tel ou tel thème est dictée par les difficultés présentées par sa compréhension. Un ouvrage de vulgarisation scientifique ne se conforme pas à cette règle, aussi ses diverses pages ne se lisent-elles pas avec la même facilité. Une autre différence majeure est que dans nos livres nous pouvons nous permettre d'exposer schématiquement un certain nombre de chapitres traditionnels, en condensant les matériaux anciens au profit des nouveaux.

Quelques mots maintenant sur le livre « Les électrons ». Utilisant d'une façon assez particulière la nécessité de rappeler les définitions les plus simples au moyen desquelles sont décrits les phénomènes électriques, j'ai tenté de donner une idée de l'approche phénoménologique de la physique.

Deux chapitres sur six sont consacrés à la physique appliquée. L'électrotechnique est donnée sous la forme d'un résumé. Une description détaillée aurait obligé à recourir à des dessins et schémas techniques. Aussi avons-nous estimé possible de nous en tenir aux principes fondamentaux de l'électrotechnique et aux faits importants que nul ne doit ignorer.

Nous avons procédé de même au chapitre consacré à la radio. Faute de place, nous nous sommes bornés à faire l'historique de la question et à énoncer brièvement les principes de la radiotechnique.

A. Kitaïgorodski

CHAPITRE PREMIER

L'ÉLECTRICITÉ

LE COURANT ÉLECTRIQUE

En prenant l'électricité pour exemple, il est possible (et nécessaire) de familiariser le lecteur qui s'intéresse à la physique avec l'approche dite phénoménologique de l'étude de la nature. Voici en quoi elle consiste. Le chercheur n'est pas concerné par la « nature des choses ». Il ne se sert de mots que pour parler de faits. Son but n'est pas d'« expliquer », mais seulement de décrire les phénomènes. La quasi-totalité des termes qu'il introduit n'ont de sens pour lui qu'au cas où l'on peut indiquer un moyen d'évaluer numériquement telles ou telles notions.

Il ne recourt à certains vocables auxiliaires que pour faciliter l'exposé verbal des faits, mais leur rôle est absolument secondaire et l'on pourrait fort bien en proposer d'autres à leur place ou dire simplement « quelque chose ».

La méthode phénoménologique joue un rôle immense dans les sciences naturelles. Et les phénomènes électriques constituent un exemple éminemment commode pour en faire comprendre l'essence au lecteur.

A la fin du présent chapitre, j'expliquerai brièvement dans quelle séquence se déroulèrent les événements, mais je me propose, pour commencer, d'exposer un certain schéma idéal de création d'une théorie phénoménologique des phénomènes électriques.

Rassemblons en un seul personnage imaginaire Charles de Coulomb (1736-1806), Alessandro Volta (1745-1827), Georg Simon Ohm (1789-1854),

André Marie Ampère (1775-1836), Christian Œrsted (1777-1851), Emil Lenz (1804-1865) et quelques autres savants remarquables. Imaginons ce chercheur doté de la pensée scientifique moderne, plaçons dans sa bouche la terminologie contemporaine, et faisons notre exposé en son nom.

Commençant sa construction phénoménologique de la théorie de l'électricité par un examen attentif de l'accumulateur, notre chercheur remarque en premier lieu que cet appareil a deux « pôles ». Les saisissant des mains, il comprend aussitôt qu'il aurait mieux fait de s'en abstenir (la décharge est assez désagréable). Mais après cette première expérience, l'idée lui vient à l'esprit que quelque chose — donnons-lui le nom d'« électricité » — a traversé son corps.

Agissant avec la plus grande circonspection, le chercheur se met à relier les pôles par divers fils métalliques, tiges et cordons. Il se persuade du fait suivant : mis en contact avec les pôles, ou bien les objets chauffent plus ou moins, ou bien leur température ne change pas.

Choisissant des mots convenables pour décrire la découverte qu'il vient de faire, le chercheur décide d'en parler comme suit : lorsque je relie les pôles par un fil métallique, celui-ci est parcouru par de l'électricité. Je désigne ce phénomène sous le nom de courant électrique. L'expérience montre que l'élévation de température varie d'un objet à l'autre. Ceux qui chauffent fortement « conduisent » bien l'électricité, apparemment, et on les qualifie de conducteurs. De nombreux corps chauffent mal ; ils « conduisent » apparemment mal l'électricté ou opposent une forte résistance au courant qui les parcourt. Ceux qui ne chauffent pas du tout sont ce qu'on appelle des isolants ou diélectriques.

Le chercheur se met à expérimenter avec des

liquides. Il s'aperçoit que là aussi le comportement varie d'un liquide à l'autre. Puis il fait une découverte intéressante : prenant comme liquide une solution de sulfate de cuivre, la versant dans une cuvette et y plongeant des électrodes (nom donné aux tiges fixées aux pôles), le savant observe sur l'une d'elles la formation d'un dépôt rougeâtre de cuivre.

Le chercheur est maintenant absolument persuadé que le phénomène étudié est lié au passage de quelque fluide. Il est clair qu'il s'avère opportun de parler du sens du courant. Convenons d'affecter du signe moins l'électrode sur laquelle se dépose le cuivre, et de considérer l'autre électrode comme positive. Comme il serait trop long de dire « électrode négative » et « électrode positive », remplaçons-les par les termes « cathode » et « anode ». Le courant circule du plus au moins, c'est-à-dire de l'anode à la cathode.

Mais le prix de la découverte ne se borne pas à cela, tant s'en faut. On établit qu'à chaque seconde sur la cathode se dépose la même masse de cuivre. Les atomes de cuivre véhiculent apparemment le fluide électrique. Aussi le chercheur introduit-il deux nouveaux termes. En premier lieu, il suppose que la masse M de cuivre est proportionnelle à la quantité q d'électricité passée par le circuit, c'est-à-dire que

$$q = kM,$$

où k est un coefficient de proportionnalité. En second lieu, il propose d'appeler intensité du courant la quantité d'électricité débitée par unité de temps :

$$I = q/\tau.$$

Le chercheur s'est nettement enrichi de connaissances. Il peut caractériser le courant au

moyen de deux quantités mesurables : la quantité de chaleur qui se dégage sur une portion déterminée du circuit par unité de temps, et l'intensité du courant.

Une nouvelle possibilité se présente : celle de comparer les courants créés par diverses sources. On mesure l'intensité I du courant et l'énergie Q dégagée sous forme de chaleur par un même petit tronçon de conducteur. Refaisant les expériences avec différents conducteurs, le chercheur établit que le quotient de la quantité de chaleur et de celle de l'électricité traversant le conducteur varie selon les sources de courant. Il reste à trouver un terme convenable pour désigner ce quotient. On adopte celui de « tension ». Celle-ci est d'autant plus élevée qu'il se dégage plus de chaleur. Si l'on désigne la tension par la lettre U, on a

$$U = Q/q, \text{ ou } Q = UI\tau.$$

On a ainsi fait les premiers pas. Deux phénomènes ont été mis en évidence. Le courant dégage une substance en passant par certains liquides ; le courant dégage de la chaleur. Nous savons mesurer la chaleur. On a déterminé un moyen de mesurer la quantité d'électricité, c'est-à-dire qu'on a donné une *définition* de cette *notion*. On a en outre défini des notions *dérivées* : l'intensité du courant et sa tension.

On a écrit quelques formules simples. Mais il convient d'attirer l'attention sur le fait qu'on ne peut les qualifier de lois de la nature. En particulier, le chercheur *a donné* au quotient Q/q le nom de tension, mais il *n'a pas découvert* que Q/q équivaut à la tension.

Le voilà maintenant qui se met en quête d'une loi de la nature. Pour un seul et même conducteur, on peut mesurer indépendamment deux grandeurs : l'intensité du courant et la cha-

leur, ou l'intensité du courant et la tension (ce qui est en principe la même chose).

Les recherches sur la relation entre l'intensité du courant et la tension mènent à la découverte d'une loi importante. La plupart des conducteurs obéissent à la loi

$$U = RI.$$

On peut donner à la grandeur R le nom de résistance, en parfait accord avec les observations qualitatives initiales. La formule ci-dessus est familière au lecteur : c'est la loi d'Ohm. En substituant dans la formule précédente la valeur, tirée de la loi d'Ohm, de l'intensité du courant, nous obtenons

$$Q = \frac{U^2}{R}\tau.$$

L'expression de l'énergie dégagée par le conducteur sous forme de chaleur peut apparemment aussi s'écrire

$$Q = RI^2\tau.$$

Il résulte de la première formule que la quantité de chaleur est inversement proportionnelle à la résistance. A quoi il faut ajouter : à tension égale. C'était précisément ce cas que nous avions en vue lorsque nous nous sommes servis pour la première fois du terme « résistance ». Quant à la seconde formule, d'après laquelle la chaleur est directement proportionnelle à la résistance, elle exige que nous ajoutions : à constante intensité de courant.

Dans les expressions ci-dessus, le lecteur a reconnu la loi qui porte les noms de Joule et de Lenz.

Après avoir établi que la tension et l'intensité du courant sont proportionnelles, ce qui lui a permis de déterminer la résistance du conducteur, le chercheur est naturellement amené à se

demander comment cette importante grandeur est liée à la forme et aux dimensions du conducteur ainsi qu'à la matière dont il est fait.

Les expériences mènent à la découverte suivante. Il s'avère que

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

où l est la longueur du conducteur et S, sa section transversale. Cette simple expression n'est valable que pour un conducteur linéaire de section identique sur toute sa longueur. En recourant à des opérations mathématiques plus compliquées, on peut aussi, si l'on veut, écrire la formule de la résistance pour un conducteur de n'importe quelle forme. Mais qu'est-ce que le coefficient ρ? Eh bien, il caractérise la matière dont est fait le conducteur. La valeur de cette grandeur à laquelle on a donné le nom de résistivité ou résistance spécifique, varie dans de très grandes limites. Les matières peuvent différer de plusieurs milliards de fois quant à la valeur de ρ.

Effectuons quelques transformations formelles de plus, qui nous serviront par la suite. La loi d'Ohm peut s'écrire sous la forme

$$I = \frac{US}{\rho l}.$$

On a fréquemment affaire au quotient de l'intensité du courant par la surface de la section du conducteur. C'est ce qu'on appelle la densité du courant, généralement désignée par la lettre j. La même loi s'écrit maintenant

$$j = \frac{1}{\rho} \frac{U}{l}.$$

Tout semble clair au chercheur en ce qui concerne la loi d'Ohm. En disposant d'une quantité illimitée de conducteurs dont la résistance est connue, on peut renoncer aux incommodes déter-

minations de la tension au moyen d'un calorimètre. La tension n'est-elle pas égale au produit de l'intensité du courant par la résistance?

Cependant, le savant s'aperçoit bientôt que cette affirmation a besoin d'être précisée. Se servant de la même source de courant, il en relie les pôles par diverses résistances. L'intensité du courant varie évidemment d'une expérience à l'autre. Mais il s'avère que le produit RI de la résistance par l'intensité du courant ne reste pas plus inchangé. Se penchant sur ce phénomène pour l'instant inexpliqué, le chercheur s'aperçoit qu'à mesure que la résistance augmente, le produit RI tend vers une certaine grandeur constante.

Désignant cette limite par E, nous trouvons une formule distincte de celle établie précédemment par des mesures directes de l'intensité du courant et de la tension. Cette nouvelle formule est

$$E = (R + r) I.$$

N'y a-t-il pas là une étrange contradiction?

Réfléchissons. Ah, mais la contradiction n'est qu'apparente, voyons. Le fait est que la mesure directe de la tension par la méthode calorimétrique ne concernait que le conducteur reliant les pôles de l'accumulateur. Or il est clair qu'il se dégage aussi de la chaleur dans l'accumulateur même (il suffit pour s'en convaincre de toucher celui-ci de la main). L'accumulateur a sa propre résistance. Le sens de la grandeur r dans la nouvelle formule est évident: c'est la résistance intérieure de la source de courant. Quant à E, il a aussi fallu lui donner un nom. On ne peut pas dire que le choix en ait été particulièrement heureux: la grandeur E a été appelée force électromotrice (f.é.m.), bien qu'elle n'ait ni le sens ni la dimension d'une force.

Les deux formules ont conservé (il faut dire à ce propos que la justice historique a été respectée)

le nom de loi d'Ohm. Seulement, la première formule exprime la loi d'Ohm pour une résistance morte, la seconde est appelée loi d'Ohm pour un circuit fermé ne comprenant que des résistances mortes.

Tout est clair maintenant, semble-t-il. Les lois du courant continu sont établies.

N'empêche que le chercheur n'est pas satisfait. L'emploi d'un calorimètre n'est pas pratique. De plus, il faut peser la cathode avec le dépôt de cuivre! On conviendra qu'il s'agit d'un procédé de mesure de la tension extrêmement incommode.

Un beau jour, tout à fait par hasard, le chercheur place une aiguille aimantée à côté du conducteur traversé par un courant, et fait une grande découverte: lorsque le courant passe, l'aiguille dévie dans un sens qui dépend de celui du courant.

Il n'est pas difficile de déterminer le moment de la force qui agit sur l'aiguille aimantée. On peut, sur la base du phénomène découvert, créer un appareil de mesure. Il faut seulement établir la nature de la relation entre le moment de la force et le courant. Le chercheur résout ce problème et construit d'excellents appareils à aiguille, qui permettent de mesurer l'intensité du courant et la tension.

Cependant, notre relation de ce que fit le chercheur au cours de la première moitié du XIXe siècle en étudiant les lois du courant continu serait incomplète si nous n'ajoutions qu'il découvrit aussi l'action mutuelle des courants: ils s'attirent ou se repoussent selon qu'ils se dirigent dans le même sens ou en sens inverses. Bien entendu, on peut aussi utiliser ce phénomène pour mesurer l'intensité du courant.

Nous n'en avons évidemment pas fini avec les lois de l'électromagnétisme, auquel sera con-

sacré un chapitre à part, mais il m'était indispensable de rappeler ces faits importants dans les derniers paragraphes ci-dessus afin d'exposer comment on introduit les principales notions quantitatives et unités de mesure qui caractérisent les phénomènes électriques : courant, charge et champ.

L'ÉLECTRICITÉ STATIQUE

Nous considérerons que notre chercheur idéal connaît les divers phénomènes qualifiés d'électriques depuis l'Antiquité grecque. Il y a déjà assez longtemps que furent étudiés (ou plutôt, utilisés pour des démonstrations du plus bel effet) les propriétés particulières de l'ambre et d'une baguette de verre frottée avec un morceau de fourrure, et le jaillissement d'une étincelle entre deux corps « électrisés ». Aussi le chercheur qui aborde l'étude du courant électrique est-il naturellement amené à se demander si le fluide qui passe par le conducteur et celui qui peut demeurer à l'état statique sur un corps quelconque jusqu'à ce qu'on le « décharge », c'est la même « chose ». Au demeurant, même en faisant abstraction des données accumulées précédemment, ne convient-il pas de se poser la question suivante : si l'électricité est une « chose » qui coule à la manière d'un fluide, ne pourrait-on la « verser dans un verre » ?

Si le chercheur veut obtenir une réponse directe à cette question, il lui faut procéder comme suit. Prenant une source de courant d'une tension suffisamment haute (le moment n'est pas encore venu de parler d'unités de mesure, aussi le lecteur devra-t-il patienter s'il veut savoir ce que l'on doit considérer, selon le cas, comme une haute tension, une forte intensité, etc.), il met l'un des pôles à la terre, puis pose sur le second

une petite bille creuse (faite d'une feuille d'aluminium extrêmement mince) suspendue à un fil de soie. Il procède de même avec une deuxième petite bille creuse.

Approchant ensuite ces deux billes l'une de l'autre (à une distance de 2 mm, mettons, entre leurs centres), le chercheur s'aperçoit avec enthousiasme et émerveillement (le lecteur peut proposer n'importe quelle autre épithète de son choix) que les billes se repoussent. D'après l'angle d'inclinaison des fils et connaissant la masse des billes, on peut calculer la force qui agit entre elles.

Le chercheur établit que si les billes sont chargées par contact avec le même pôle de l'accumulateur, elles se repoussent. Si, par contre, l'une des billes reçoit son électricité d'un pôle et la seconde de l'autre, elles s'attirent.

Cette expérience confirme qu'on est en droit de parler de l'électricité comme d'un fluide et montre qu'on peut avoir à faire à l'électricité à l'état tant dynamique que statique.

Etant donné que le chercheur sait déterminer la quantité d'électricité d'après la masse de cuivre se déposant sur la cathode, il est en mesure de trouver « combien il y a de fluide dans le verre », c'est-à-dire la quantité d'électricité « enlevée » par une bille à l'électrode de l'accumulateur.

Le chercheur se persuade en premier lieu du fait suivant. Si une bille chargée d'électricité est « mise à la terre », c'est-à-dire reliée à la terre par un fil conducteur, elle perd sa charge. On peut ensuite prouver que la charge « s'écoule » le long du conducteur, c'est-à-dire que celui-ci est traversé par un courant. Enfin, on obtient la possibilité de mesurer la quantité de cuivre qui se dépose sur la cathode de l'appareil à électrolyte placé sur le trajet vers la terre, c'est-

à-dire de mesurer la quantité d'électricité statique qu'il y avait sur la bille.

A cette quantité d'électricité, le chercheur donne le nom de charge de la bille et lui attribue un sens, positif ou négatif selon le sens de l'électrode dont provient le fluide électrique.

On peut maintenant passer à la série d'expériences suivante. En se servant d'accumulateurs divers et de billes de dimensions variées, on peut recueillir des quantités d'électricité différentes. En faisant varier la distance entre les billes, on peut mesurer la force F de leur action réciproque. Le chercheur découvre l'importante loi de la nature suivante:

$$F = K \frac{q_1 q_2}{r^2},$$

l'action réciproque est directement proportionnelle au produit des charges des billes et inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare. Le lecteur a reconnu dans la formule ci-dessus la loi de Coulomb, qui ne fut du reste nullement établie comme nous le relatons. Mais notre chercheur est un personnage « extrahistorique ».

LE CHAMP ÉLECTRIQUE

Le chercheur connaît des forces de deux types. Les unes apparaissent lors d'un contact direct entre deux corps. Il en est ainsi dans le cas d'une traction ou d'un choc. Quant aux forces agissant à distance, jusqu'alors il ne connaissait que la pesanteur ou, dans un sens plus large, la gravitation universelle.

A cette force familière s'est maintenant jointe une force de plus: celle de l'attraction ou de la répulsion coulombienne entre deux corps chargés,

qui ressemble beaucoup à la gravitation. Il y a même une certaine analogie entre leurs formules.

La pesanteur, exercée sur un corps par la Terre, n'occasionnait guère de difficultés dans les calculs. Pour ce qui est des forces coulombiennes (ou électrostatiques, comme on les appelle encore), il arrive que les charges électriques soient distribuées dans l'espace d'une manière extrêmement compliquée et, de surcroît, inconnue.

On peut cependant se passer de connaître la distribution de ces charges. Celles-ci, on le sait, « se sentent » à distance. Pourquoi ne pas dire qu'elles *créent un champ électrique* ? Il peut sembler que l'invisibilité de ce champ doive causer des difficultés. Mais je pense qu'il ne convient pas, dit le chercheur, de considérer le champ électrique comme une fonction mathématique facilitant le calcul. Si une force agit sur une charge située en quelque point, cela signifie que ce point (de l'espace) se trouve dans un état particulier. Un champ électrique est une réalité physique, c'est-à-dire qui existe en soi, bien qu'étant invisible. Cela, le chercheur, dont les travaux se situent au début du XIXe siècle, ne peut évidemment le prouver, mais l'avenir montrera qu'il avait raison.

La loi de Coulomb établit une formule qui permet de déterminer l'action d'une petite bille sur une autre. On peut fixer l'une des billes et placer l'autre en divers points de l'espace. Partout la bille mobile (d'essai) subira l'effet d'une force. A présent, ce fait s'exprime différemment : la bille chargée d'électricité crée autour d'elle un champ de forces électriques ou, plus brièvement, un champ électrique.

Des corps chargés de forme quelconque peuvent servir de sources de champ électrique. Dans ce cas, la loi de Coulomb cesse d'être valable,

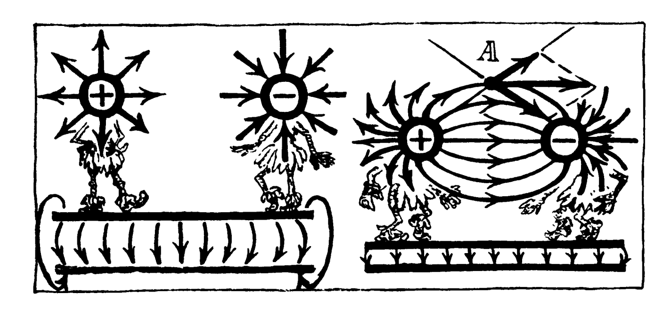


Fig. 1.1.

mais on peut au moyen d'une bille d'essai mesurer le champ électrique entourant un corps chargé et le caractériser d'une manière exhaustive en indiquant la grandeur et la direction de la force. Pour que la description du champ ne dépende du choix de la grandeur de la charge de la bille d'essai, on caractérise le champ électrique par une grandeur appelée son intensité

$$E = F/q,$$

où q est la charge électrique de la bille d'essai.

Il existe un procédé visuel de description du champ électrique au moyen de lignes de force. Selon la forme des corps chargés et leur disposition mutuelle, l'aspect de ces graphiques varie grandement. La fig. 1.1 montre de très simples images de champs. Ces images ont le sens suivant : la tangente à la ligne d'intensité en un point quelconque indique la direction de la force électrique à cet endroit. Le nombre de lignes par unité de l'aire perpendiculaire aux lignes de force est absolument conventionnel pourvu qu'il soit proportionnel à la valeur de E. Quand on parle du nombre de lignes de force sans se servir d'images, on suppose ce nombre simplement égal à la grandeur E.

Si l'on introduit une charge électrique libre dans un champ électrique, elle se déplacera le long des lignes de force, à condition évidemment que d'autres forces, la pesanteur par exemple, n'interviennent pas.

Ce sont les champs électriques des corps de forme sphérique qui présentent l'aspect le plus simple. Si ces sphères sont situées à une grande distance l'une de l'autre, les lignes de force ont l'aspect représenté sur la fig. 1.1 à gauche. Si l'on rapproche l'une de l'autre deux sphères ou deux charges susceptibles d'être représentées sous forme de points, les champs se superposent. On obtiendra la résultante des champs d'après la règle du parallélogramme. En n'importe quel point A on peut déterminer la direction de la ligne d'intensité et la valeur de l'intensité du champ en effectuant la construction montrée sur la figure 1.1 à droite.

Si les corps chargés sont en forme de lames, le champ aura l'aspect représenté en bas de la figure. En rapprochant les lames et en augmentant leur surface, on peut atteindre une homogénéité du champ presque parfaite ; l'effet de bord sera insignifiant. Deux corps chargés situés tout près l'un de l'autre constituent ce qu'on appelle un condensateur.

Comme on le sait, le travail de déplacement d'un corps sous l'effet d'une force est égal au produit de celle-ci par la longueur du chemin parcouru. Le travail nécessaire pour transférer une charge de la lame d'un condensateur à l'autre le long d'une ligne d'intensité est égal à qEl. Le travail nécessaire au transfert d'une unité de quantité d'électricité est égal à El.

Relions les deux lames d'un condensateur par un conducteur. Le transport le long du conducteur d'une quantité d'électricité q s'accompagne d'un dégagement d'énergie qU. Etant

donné qu'il n'y a apparemment aucune différence de principe entre le mouvement d'une bille chargée dans un champ électrique et le déplacement d'un « fluide » électrique le long d'un conducteur métallique, nous posons qu'il y a égalité entre ces deux expressions de l'énergie dépensée par le champ :

$$qEl = qU.$$

On vérifie aisément la justesse de cette expression en écartant les lames du condensateur et en mesurant la force qui agit sur la charge d'essai.

On peut faire cette mesure par un procédé très élégant sans avoir besoin de suspendre une bille chargée à un fil de soie.

Chacun sait fort bien que dans l'air les corps légers tombent beaucoup plus lentement que les lourds. C'est précisément pour cette raison, rappelons-le, qu'avant les expériences de Galilée les sages de l'Antiquité et du Moyen Age supposaient la vitesse du mouvement d'un corps (et non l'accélération) proportionnelle à la force. L'erreur de ce point de vue ne fut mise en évidence que lorsqu'on observa la manière dont tombent des morceaux de papier et une bille métallique dans un tube vertical où l'on avait fait le vide. Il s'avéra que tous les corps prennent de la vitesse avec la même rapidité, c'est-à-dire tombent sur la Terre avec la même accélération. Mais nous avons justement intérêt à présent à faire intervenir l'influence de l'air, dont la résistance fait qu'une bille métallique creuse, dont nous nous sommes servis pour démontrer la loi de Coulomb, tombe très lentement.

Si on la fait tomber au moment où elle se trouve entre les lames d'un condensateur, on peut, en changeant la tension entre les lames, créer un champ qui s'opposera à la chute de la bille. L'équilibre s'établira à la condition que la

force de la pesanteur soit égale à l'intensité du champ, $mg = qE$. A partir de cette égalité, on peut trouver la valeur de l'intensité du champ et confirmer la justesse de nos raisonnements théoriques.

Le nombre de lignes de force traversant toute surface imaginaire ou réelle située dans un champ électrique est ce que l'on appelle le flux des lignes de force. A quoi est égal un flux de lignes de force traversant un contour fermé enveloppant des corps chargés ?

Considérons d'abord le cas le plus simple où le champ est créé par une seule petite bille. Entourons-la d'une sphère. Si le rayon de celle-ci est R, l'intensité en tout point de sa surface est égale à Kq/R^2. La surface de la sphère étant égale à $4\pi R^2$, le flux des lignes d'intensité traversant la sphère est égal à $4\pi Kq$. Mais il est clair que le flux restera inchangé si nous prenons une autre surface quelconque.

Compliquons maintenant les choses, et supposons le champ créé par un grand nombre de corps chargés de forme quelconque. On peut les morceler mentalement en portions minuscules dont chacune équivaut à une charge ponctuelle. Enveloppons le système de charges d'une surface quelconque. Le flux émanant de chaque charge est égal à $4\pi Kq$. Il est parfaitement normal de supposer que les flux s'ajouteront arithmétiquement, et donc que le flux global traversant toute surface fermée entourant toutes les charges sera proportionnel à la charge totale des corps situés à l'intérieur de cette surface. Cette affirmation est la loi fondamentale régissant les champs électromagnétiques (l'une des quatre équations de Maxwell, voir chap. 5).

A noter que nous n'avons pas déduit ni démontré cette formule. Nous avons deviné que les choses doivent se passer ainsi et non pas

autrement, ce qui signifie précisément que nous avons à faire à une loi générale de la nature, dont la justesse s'établit par la confirmation expérimentale de n'importe quelles conséquences qui en découlent.

Il est très important de connaître une règle telle qu'elle soit valable pour tout système quel qu'il soit. Au moyen de la loi ci-dessus, une calculatrice électronique calculera rapidement le champ électrique créé par le système de corps chargés le plus compliqué. Nous bornant à un problème plus modeste, nous déduirons (expliquant par ce cas élémentaire des procédés de physique théorique) la formule pratiquement importante de la capacité d'un condensateur.

Commençons par définir cette notion courante. On appelle capacité d'un condensateur le quotient de la charge qui s'accumule sur ses lames par la tension entre les armatures, c'est-à-dire

$$C = q/U.$$

Le terme « capacité » convient fort bien. Le fait est qu'à une tension donnée, la charge communiquée à un condensateur ne dépend que des dimensions et de la forme des plaques.

Dans le cas d'un condensateur, les lignes d'intensité ne se dirigent pas latéralement, mais sortent de la plaque positive et entrent dans la plaque négative. Si l'on néglige la déformation du champ sur les bords du condensateur, on peut exprimer le flux comme le produit ES. La loi générale permet d'écrire l'égalité

$$ES = 4\pi Kq,$$

l'intensité du champ entre les armatures étant donc

$$E = 4\pi K \frac{q}{S}.$$

D'un autre côté, l'intensité du champ du condensateur peut s'écrire comme

$$E = U/d.$$

En égalisant ces deux expressions, on obtient la formule de la capacité d'un condensateur:

$$C = \frac{S}{4\pi K d}.$$

Les condensateurs techniques sont constitués par des feuilles métalliques séparées par du mica ou du papier paraffiné, ces deux matières étant des diélectriques. Quel rôle joue donc l'introduction d'un diélectrique entre les armatures d'un condensateur? L'expérience montre que la capacité C d'un condensateur est liée à la capacité C_0 d'un condensateur sans diélectrique par la formule $C = \varepsilon C_0$.

La grandeur ε est appelée constante diélectrique. Pour l'air, le mica, l'eau et le sel de Seignette, ε vaut respectivement 1, environ 6, 81 et 9000.

QUE PRENDRE POUR FONDEMENT ?

La loi d'Ohm et celle de Joule-Lenz relient entre elles l'énergie, l'intensité du courant, la tension et la résistance. On peut dire que la tension est égale au produit de l'intensité du courant par la résistance, ou bien que l'intensité du courant est le quotient de la tension et de la résistance. Mais ces deux définitions, que l'on peut rencontrer dans les manuels, présentent l'inconvénient de n'être commodes que dans le cas où la loi d'Ohm est valable. Or, comme mentionné précédemment, elle ne l'est pas toujours. Aussi vaut-il mieux faire comme nous, c'est-à-dire considérer que la grandeur dérivée est la résistance du conducteur, définie comme le quo-

tient de la tension appliquée aux extrémités du conducteur et de l'intensité du courant passant par celui-ci...

Etant donné que l'énergie du courant est mesurable d'après les effets thermiques et mécaniques du courant en partant de la loi de la conservation de l'énergie, il apparaît nettement rationnel de définir la tension du courant comme une grandeur dérivée de l'énergie. Le plus naturel est de se servir à cette fin du phénomène de l'électrolyse et de définir la tension appliquée aux extrémités d'une portion de circuit comme le quotient de l'énergie dégagée et de la quantité d'électricité.

A noter, cependant, que ce système de définitions n'est pas unique. Au lieu de l'électrolyse, on peut prendre pour fondement, pour définir l'intensité du courant n'importe quel autre de ses effets, par exemple son action sur une aiguille aimantée ou sur un autre courant.

Rien ne s'oppose non plus, en principe, à ce qu'on procède comme suit : après avoir choisi une certaine source standard de courant, on définit la tension de toute autre source par le nombre d'éléments standard équivalents. Nous ne l'avons pas inventé. Une telle proposition a réellement été faite, et la source standard est appelée pile Weston.

Autre variante possible : on peut construire un système de définitions et d'unités de mesure en prenant une certaine résistance comme étalon, et mesurer là encore toutes les autres résistances en déterminant combien un conducteur donné remplace d'éléments standard. En son temps, on utilisa en qualité d'une telle unité de résistance une colonne de mercure d'une longueur et d'une section déterminées.

Il faut se rappeler que l'ordre d'introduction des notions physiques est affaire de convention.

La teneur des lois de la nature n'en est évidemment pas influencée pour autant.

Il n'a été question jusqu'à présent que des phénomènes électriques qui sont liés au courant électrique continu. Même en s'en tenant à ce groupe de phénomènes, on peut construire divers systèmes de définitions des notions et, partant, divers systèmes d'unités de mesure. En réalité, notre choix est plus large, car les phénomènes électriques ne se ramènent pas au seul courant continu.

A ce jour encore, les auteurs de nombreux manuels de physique définissent la notion de grandeur de charge électrique (ou, ce qui revient au même, de quantité d'électricité) à partir de la loi de Coulomb, puis parlent de la tension, n'introduisant les notions d'intensité du courant et de résistance électrique qu'après avoir exposé l'électrostatique. En ce qui nous concerne, on l'a vu, nous avons procédé différemment.

Il y a encore plus d'arbitraire dans le choix des unités de grandeurs physiques. Le chercheur est en droit d'agir à sa convenance. Il lui suffit de ne pas oublier que le choix des unités influera sur les coefficients de proportionnalité figurant dans les diverses formules.

Il n'y a aucun inconvénient à choisir indépendamment les unités d'intensité du courant, de tension et de résistance. Mais alors, dans la formule de la loi d'Ohm apparaîtra un certain coefficient numérique dimensionnel. Jusqu'à ces temps derniers, avant que par un sévère arrêté d'une Commission internationale les calories, si familières, n'eussent été bannies de la physique, un coefficient numérique figurait dans la formule de la loi de Joule-Lenz. Et cela, pour la seule raison que les unités d'intensité de courant et de tension se définissaient tout à fait indépendamment du choix de l'unité d'énergie (de chaleur, de travail).

Dans les sections précédentes, je n'ai écrit que deux formules sous forme de proportionnalités au lieu d'égalités : celle qui lie la masse de la matière se déposant sur l'électrode à la quantité d'électricité, et la loi de Coulomb. Si je l'ai fait, ce n'est pas par hasard, mais parce que les physiciens manifestent encore de la réticence à passer au Système international d'unités (système SI) et continuent de se servir du système d'unités dit absolu, où la grandeur K dans la formule de Coulomb pour les interactions de charges dans le vide est posée égale à l'unité. En agissant ainsi, nous prédéterminons la valeur de l'unité dite « absolue » de quantité d'électricité (la charge est égale à l'unité si deux charges identiques séparées par une distance unitaire interagissent avec une intensité unitaire).

Pour être conséquent, il faudrait, en mesurant la masse en grammes, calculer la valeur du coefficient k dans la loi de l'électrolyse en indiquant la quantité de matière déposée sur l'électrode lors du passage d'une unité absolue de charge. Inutile, cependant, de feuilleter les manuels : on n'y trouvera pas une telle grandeur pour ce coefficient. Connaissant le refus catégorique des techniciens de renoncer à l'ampère et au coulomb, les physiciens substituaient dans la formule de l'électrolyse le nombre qui définissait la masse de matière déposée lors du passage d'un coulomb d'électricité par un liquide. Dans les livres figuraient deux unités pour une seule et même grandeur. Il est clair qu'il était commode de se servir de l'une ou de l'autre de ces unités dans des cas tout à fait différents, car le coulomb est égal à trois milliards d'unités absolues.

On a évidemment intérêt à poser K égal à l'unité, mais les techniciens attiraient l'attention sur le fait que dans les équations du flux de lignes d'intensité, de la capacité d'un conden-

sateur, et dans d'autres formules, continuait de figurer le coefficient 4π, dont personne n'avait besoin, et affirmaient qu'il serait utile de s'en débarrasser.

Comme d'habitude, ce furent ceux qui étaient plus proches de la pratique que de la théorie qui l'emportèrent; le système adopté actuellement s'engagea dans la voie que les techniciens suivaient depuis longtemps. Les tenants du Système international insistèrent aussi pour qu'on se servit d'une seule unité d'énergie dans tous les domaines de la science et exigèrent en outre que l'intensité du courant figurât en qualité d'unique unité électrique fondamentale.

De la sorte, nous entreprenons l'étude de l'électricité en adoptant le joule comme unité d'énergie. En qualité d'unité de quantité d'électricité, nous avons choisi le coulomb, égal à l'ampère-seconde. Nous proposons de définir l'ampère d'après la force d'action réciproque des courants. Cette définition (nous la donnerons p. 113, au chapitre consacré à l'électromagnétisme) a été énoncée de manière que le coefficient k dans la formule de l'électrolyse reste celui auquel tout le monde est habitué depuis longtemps. Il faut cependant savoir que ce coefficient dans le Système international *ne définit pas* la grandeur du coulomb. Si la précision de la mesure augmente un jour, nous serons obligés de modifier cette grandeur de façon à conserver la définition de l'ampère (à vrai dire, je ne crois pas à une telle éventualité, car je ne puis me figurer que la précision de la mesure des forces électrodynamiques puisse jamais dépasser celle de la mesure de la masse).

Ensuite le Système international prend le chemin que j'ai fait suivre à notre chercheur. Apparaissent l'unité de tension (volt) égale au quotient du joule et du coulomb, l'unité de ré-

sistance (ohm) égale au quotient du volt par l'ampère, l'unité de résistivité, c'est-à-dire l'ohm-mètre...

Mais en arrivant à la loi de Coulomb, nous voyons que nous ne sommes plus en droit de nous servir du coefficient K. La force se mesure en newtons, la distance en mètres, la charge en coulombs. Le coefficient K devient dimensionnel et a une certaine grandeur, qu'il faut déterminer expérimentalement.

On a rarement besoin de la loi de Coulomb, tandis que l'expression de la capacité d'un condensateur est la formule de travail dans de nombreux calculs techniques. Pour se débarrasser du facteur 4π dans de nombreuses formules, dont celles du flux de lignes d'intensité et de la capacité d'un condensateur, il y a beau temps que les techniciens ont remplacé le coefficient K par l'expression $1/4\pi\varepsilon_0$. Pour des raisons bien compréhensibles, on peut donner à ε_0 le nom de permittivité du vide, mais officiellement cette grandeur est appelée constante diélectrique, et vaut

$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12} \mathrm{C}^2/(\mathrm{H} \cdot \mathrm{m}^2)$$

de sorte que maintenant le flux des lignes de force s'exprime par la formule

$$(q_1 + q_2 + \ldots)/\varepsilon_0,$$

la capacité d'un condensateur étant

$$C = \varepsilon\varepsilon_0 S/d.$$

L'unité de capacité, le farad, vaut 1 coulomb divisé par 1 volt: 1 F = 1 C/V.

UN PEU D'HISTOIRE

La science de l'électricité ne se développa nullement selon la même chronologie que l'activité de notre chercheur « généralisé »!

Les phénomènes électrostatiques étaient connus dès la plus haute Antiquité. Il est difficile de dire si les Grecs savaient quelles substances à part l'ambre (en grec, l'ambre jaune se nomme elektron) acquièrent, après avoir été frottées, des propriétés particulières, et deviennent capables d'attirer des fétus de paille. Ce fut seulement au XVII[e] siècle que William Gilbert montra que quantité d'autres substances possédaient elles aussi cette étrange propriété, notamment le diamant, la cire d'Espagne, le soufre, l'alun, etc. Ce savant remarquable semble avoir été le premier à créer des appareils permettant d'observer l'action réciproque entre corps électrisés. Au XVIII[e] siècle, on savait déjà que certaines substances étaient capables de retenir les charges électriques, lesquelles « coulaient », au contraire, le long d'autres substances. Rares étaient ceux qui doutaient que l'électricité fût une sorte de fluide. On construisit les premières machines électrostatiques, au moyen desquelles on pouvait faire jaillir des étincelles et « commotionner » des personnes se tenant par les mains de manière à former la chaîne et dont l'une touchait le fil conducteur connecté à une machine électrique en marche. Le beau monde de nombreux pays fréquentait les laboratoires des savants comme on irait au cirque. Les savants, de leur côté, cherchaient à théâtraliser les phénomènes au maximum.

Au XVIII[e] siècle, on pouvait déjà parler de l'électrostatique comme d'une science. On fabriqua un grand nombre d'électroscopes divers. Coulomb commença à effectuer des mesures quantitatives des forces d'interaction de charges.

En 1773, Luigi Galvani (1737-1798) se mit à étudier les contractions musculaires observées chez la grenouille sous l'effet d'une tension électrique.

A la fin du XVIIIe siècle Volta, poursuivant les expériences de Galvani, conclut qu'un fluide électrique parcourait les muscles de la grenouille. Le pas remarquable suivant fut la création de l'élément galvanique, la première source de courant, puis de la batterie voltaïque.

Tout au début du XIXe siècle, l'ensemble du monde scientifique était déjà au courant des découvertes de Volta. On se mit à étudier le courant électrique. Les découvertes se succédèrent à un rythme rapide.

Un certain nombre de chercheurs se penchèrent sur l'effet thermique du courant. L'un d'eux, Œrsted, découvrit tout à fait par hasard l'effet du courant sur une aiguille aimantée.

Ohm et Ampère effectuèrent leurs brillants travaux à peu près à la même époque : dans les années 20 du XIXe siècle.

Ampère acquit rapidement la célébrité. Ohm, par contre, ne fut guère favorisé par le sort. Ses articles, qui se distinguaient par leur rigueur et l'introduction conséquente des notions phénoménologiques sans accorder la moindre attention à la « nature » des choses, et où des expériences minutieuses s'associaient à des calculs précis, passèrent inaperçus de ses contemporains.

Il est extrêmement ardu de lire les travaux originaux des physiciens de cette époque. Les découvertes expérimentales y sont décrites dans une langue qui nous paraît aujourd'hui abstruse. Il s'avère même impossible, dans bien des cas, de comprendre le sens donné par l'auteur à tel ou tel mot. Aussi les noms des grands savants ne sont-ils passés à la postérité que grâce aux soins des historiens de la science.

CHAPITRE 2

LA STRUCTURE ÉLECTRIQUE DE LA MATIÈRE

LA QUANTITÉ D'ÉLECTRICITÉ LA PLUS PETITE QUI SOIT

Pendant longtemps, toutes les données dont disposaient les physiciens sur les phénomènes électriques se ramenaient à la conviction que l'électricité était une sorte de fluide. Dès la fin du XIXe siècle, on racontait souvent l'anecdote suivante. Un examinateur, voulant se moquer d'un étudiant mal préparé, lui dit: « Puisque vous n'avez pas su répondre à mes questions, permettez-moi de vous en poser une dernière, la plus simple: qu'est-ce que l'électricité? » L'étudiant répond: « M. le Professeur, je le savais, parole d'honneur, mais je l'ai oublié. » Et l'examinateur de s'exclamer: « Quelle perte pour l'humanité! Un seul homme savait ce que c'est que l'électricité et il se trouve qu'il l'a oublié! »

La première hypothèse selon laquelle l'électricité, au lieu d'être un fluide continu, consistait en particules, ainsi que la conviction que celles-ci étaient reliées d'une certaine manière aux atomes apparurent sur la base de l'étude de l'électrolyse.

A l'issue d'expériences de décomposition chimique de substances en solution aqueuse lors du passage d'un courant électrique, Michael Faraday (1791-1867) établit qu'un même courant électrique causait le dépôt d'une substance sur les électrodes en quantité qui variait selon le composé chimique en solution. Le savant trouva que lors du dépôt d'une mole de substance il passait par l'électrolyte 96 500 C ou 96 500$\times$2 C selon

que la substance était monovalente ou bivalente.

Si le lecteur s'imagine qu'après avoir obtenu ce résultat Faraday s'écria : « eurêka ! » et déclara avoir élucidé la nature de l'électricité, qu'il se détrompe. Le grand expérimentateur s'interdit une telle fantaisie. Adoptant — du moins en ce qui concernait le courant électrique — le même comportement que le personnage du chapitre précédent, il estima nécessaire de se servir uniquement de notions susceptibles d'être exprimées en nombres.

Comment cela ? demandera le lecteur, n'a-t-il pas été établi que $6{,}02 \cdot 10^{23}$ (nombre d'Avogadro) atomes transmettent 96 500 coulombs d'électricité ? Il s'ensuit qu'en divisant le second nombre par le premier on obtient la quantité d'électricité véhiculée par tout atome monovalent, à savoir : $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C. La voilà, la quantité d'électricité la plus petite qui soit, l'« atome d'électricité », la « charge élémentaire » !

Mais le nombre d'Avogadro ne fut déterminé qu'en 1870. Ce fut seulement cette année-là (il y a tout juste un peu plus d'un siècle !) que les physiciens, qui aiment concevoir des hypothèses (leur tempérament et leur mentalité les différencient nettement des chercheurs, qui se refusent à sortir du cadre d'un phénomène) conclurent à la forte probabilité de l'hypothèse selon laquelle, outre les atomes neutres, il existait des particules portant une ou plusieurs charges élémentaires d'électricité (positive ou négative). Dans l'électrolyse, les atomes chargés positivement (cations) se déposent sur la cathode, les atomes à charge négative (anions), sur l'anode.

Les molécules des sels dissous dans l'eau se dissocient en anions et cations. Ainsi, la molécule de sel de cuisine (chlorure de sodium) se dissocie non pas en atomes de chlore et de sodium, mais en ions sodium positifs et ions chlore négatifs.

Il va sans dire que l'électrolyse ne fit que suggérer aux chercheurs l'idée de l'existence de particules électriques.

A la fin du XIXe siècle et au début du XXe, on proposa une foule de procédés pour transformer des molécules en fragments chargés (phénomène appelé ionisation) ; on montra comment on pouvait créer des flux orientés de particules chargées et l'on élabora des méthodes de mesure de la charge et de la masse des ions. Les physiciens obtinrent les premières données sur les flux ioniques en branchant sur un circuit de courant continu un tube de verre à gaz raréfié. Lorsque la tension aux électrodes soudées dans le tube est faible, le courant n'y passe pas. Mais il ne s'avère nullement difficile de transformer un gaz en conducteur. Soumis à l'effet de rayons X, de rayons ultraviolets ou d'un rayonnement radioactif, un gaz s'ionise. On peut obtenir le même résultat sans recourir à des mesures spéciales, mais alors il faut augmenter la tension du courant arrivant au tube à gaz raréfié.

Le gaz devient alors conducteur! On peut supposer que les molécules se dissocient en anions et cations; les premiers se portent à l'électrode positive, les seconds, à l'électrode négative. Une étape importante dans l'étude de ce phénomène fut la création d'un flux de particules. Pour ce faire, on perça un orifice dans l'électrode et l'on accéléra par un champ électrique les ions de même signe. En se servant d'un diaphragme, on peut créer un mince pinceau d'anions ou de cations animés d'une vitesse considérable. Si le faisceau frappe un écran du même type que celui utilisé dans un téléviseur, on y voit apparaître un point (« spot ») lumineux. En faisant passer un flux ionique à travers deux champs électriques

mutuellement perpendiculaires et en modifiant la tension sur les condensateurs qui créent ces champs, on peut obliger le spot à se déplacer sur l'écran.

En se servant d'un tel dispositif, on peut déterminer le plus important paramètre d'une particule, à savoir le rapport de sa charge à sa masse.

Dans un champ accélérateur, les ions acquièrent une énergie égale au travail des forces électriques, c'est-à-dire

$$^1/_2 mv^2 = eU.$$

La tension nous est connue ; quant à la vitesse des particules, elle se détermine par les procédés les plus divers. Ainsi, on peut mesurer la déviation du spot lumineux sur l'écran. Il est évident que cette déviation est d'autant plus prononcée que la distance parcourue par la particule est plus grande et que la vitesse initiale est plus faible. Ce problème, qui se résout d'une manière parfaitement rigoureuse, ressemble au calcul de la trajectoire d'une pierre lancée horizontalement.

Il existe aussi des procédés pour mesurer directement le temps que met un ion à accomplir son trajet.

La tension et la vitesse de l'ion sont donc connues. Que peut-on calculer au moyen d'une telle expérience ? Le rapport de la charge d'une particule à sa masse, ainsi qu'il découle de l'équation. Cependant, et c'est regrettable, on aura beau modifier les conditions de l'expérience, utiliser n'importe quelles déviations et accélérations des particules, on n'arrivera pas à séparer de la masse la grandeur de la charge. C'est seulement en tenant compte des données fournies par les chimistes et de la valeur, obtenue par électrolyse, de la charge élémentaire, qu'on parviendra

à une conclusion sûre : les charges de tous les ions monovalents sont identiques, celles de tous les ions bivalents et de tous les ions trivalents étant respectivement deux et trois fois supérieures ... Les différences dans les rapports entre la charge et la masse, qu'on arrive à mesurer avec une précision exceptionnelle, peuvent donc être considérées comme fournissant une méthode de mesure de la masse d'un ion.

C'est pour cette raison que l'instrument fondé sur le principe de la simple expérience décrite plus haut — qui joue un rôle très important en chimie et en technologie chimique — porte le nom de spectrographe de masse (Livre 4) bien qu'au fond il mesure le rapport de la charge à la masse des ions.

LE RAYON ÉLECTRONIQUE

Nous ne suivrons pas la marche en zigzag des événements historiques qui mena les physiciens à la ferme conviction non seulement que la plus petite quantité d'électricité qui soit existe, mais aussi qu'elle a un porteur matériel, appelé électron. Décrivons une expérience classique que l'on fait en classe aux leçons de physique.

On se sert à cet effet de ce qu'on appelle un tube (ou oscillographe) cathodique. Si vous avez fait vos études il y a longtemps et n'avez jamais vu cet appareil, n'en soyez pas contrarié. Il vous est familier : c'est la partie essentielle de votre téléviseur, sur l'écran duquel un faisceau électronique reproduit des images, que l'on regarde parfois avec plaisir, et qui permettent toujours de tuer le temps.

Mais revenons-en à notre expérience. Le schéma de l'oscillographe est montré à la fig. 2.1. Le vide dans le tube est très poussé : les molécules susceptibles de destruction en sont absentes. En

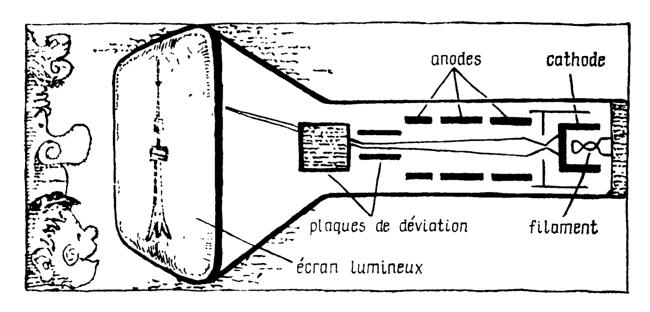


Fig. 2.1.

portant le filament métallique à l'incandescence par un courant (qualifié de cathodique), puis en reliant la cathode et l'anode aux pôles correspondants de la source de tension, on observe sur l'écran un spot lumineux. On établit au moyen d'un appareil de mesure que de l'anode à la cathode se dirige un courant électrique, naturellement qualifié d'anodique.

Du moment que le courant passe par le vide, on est amené à en conclure que le filament incandescent émet des particules négativement chargées. Ce phénomène est appelé émission thermoélectronique. Tout corps incandescent possède ce pouvoir.

Les particules — nous ne cacherons pas au lecteur que ce sont précisément des électrons — se portent aux anodes, qui ont la forme de verres au fond percé d'un orifice circulaire. Les électrons sortent en un mince pinceau, que l'on peut étudier par les procédés décrits précédemment à propos des faisceaux ioniques.

Après nous être assurés à l'aide de l'écran lumineux que le filament incandescent émet des électrons, nous procédons au moyen des plaques de déviation à la détermination du rapport de la charge à la masse et obtenons le résultat suivant.

Le rapport est 1840 plus élevé pour l'électron que pour l'ion le plus léger, à savoir l'ion hydrogène. Nous en concluons que l'électron est 1840 fois plus léger que l'ion hydrogène, ce qui signifie que la masse de l'électron est égale à $9 \cdot 10^{-28}$ g.

Le lecteur est cependant en droit de nous faire observer que nous allons trop vite. Il n'est tout de même pas légitime, objectera-t-il, de partir de la mesure du quotient de la charge par la masse de l'électron pour conclure que sa masse est inférieure à celle de l'ion. Mais peut-être les charges de l'ion positif et de l'électron sont-elles totalement différentes?

La première détermination du quotient de la charge par la masse de l'électron fut effectuée dès la fin du XIXe siècle par l'éminent physicien Joseph John Thomson (1856-1940). (Ses amis l'appelaient J.J. Cette abréviation, qu'on rencontre souvent dans la littérature scientifique de l'époque, s'explique probablement non pas tant par la prédilection des Anglais pour les sigles de tous genres que par le fait qu'au XIXe siècle vivait et travaillait un autre physicien remarquable portant le même nom, à savoir William Thomson, dont les mérites scientifiques lui valurent d'être élevé à la pairie, après quoi on se mit à le désigner sous le nom de lord Kelvin). Le tube cathodique dont il se servait était évidemment bien moins perfectionné que l'oscillographe moderne. J.J. Thomson comprenait parfaitement que sa mesure ne faisait que rendre probable la discrétion de la charge électrique et l'existence de la portion d'électricité la plus petite qui soit.

Pour étrange que cela paraisse, bien que de nombreux physiciens aient observé le comportement des rayons cathodiques et anodiques, beaucoup soutenaient encore l'hypothèse de la nature ondulatoire de ces rayons. Ces chercheurs ne voyaient pas la nécessité de reconnaître l'existen-

ce d'une étroite parenté entre tous les courants, qu'ils circulent dans un gaz ou le vide. Ils exigeaient des preuves plus directes. Leur attitude était évidemment compréhensible : des arguments indirects ne suffisent pas à transformer une hypothèse en un fait.

Il s'avéra donc tout d'abord nécessaire de renforcer cette conviction par des mesures directes de la charge d'une particule. Ce fut ce que s'attachèrent à faire — non sans succès — Thomson lui-même et ses élèves dans les premières années du XXe siècle. Les mesures les plus précises furent effectuées en 1911 par Robert Millikan.

L'EXPÉRIENCE DE MILLIKAN

L'idée de la nature discrète de l'électricité apparaît comme extrêmement hardie, mais la détermination de la charge élémentaire par le procédé décrit au début du présent chapitre est également susceptible d'une autre interprétation. Pourquoi ne pas dire, par exemple, que les anions existent effectivement et que l'électricité négative est un fluide véhiculé par un ion positif ? La quantité de fluide ainsi transportée varie d'un ion à l'autre, l'expérience en donnant une certaine grandeur moyenne. Une telle explication s'avère parfaitement justifiée.

Comme mentionné précédemment, les expériences de Thomson constituaient un argument de poids, mais non décisif, en faveur de l'existence de l'électron. Aussi est-il superflu de prouver combien était importante pour la physique une expérience susceptible de démontrer l'existence de la charge élémentaire d'électricité d'une manière concrète au point de lever tous les doutes à ce sujet. Une telle expérience fut réalisée en 1911 par le physicien américain Robert Millikan. Nous passerons sous silence les autres travaux de

ce savant, mais à elle seule cette recherche aurait déjà suffi pour que son nom figurât dans tous les manuels de physique.

L'idée de cette remarquable expérience reposait sur un fait simple. De même qu'un bâton de verre, quand on le frotte avec un morceau de fourrure, acquiert des propriétés électriques, ainsi en est-il d'autres corps. Ce phénomène est appelé électrisation par frottement. Mais qu'est-ce qui nous oblige à croire, à proprement parler, que les solides soient les seuls à posséder cette propriété? Des gouttelettes d'huiles, par exemple, si on les projette dans une chambre quelconque au moyen d'un pulvérisateur ne s'électriseront-elles pas par suite du frottement qu'elles subiront en passant par le col étroit de l'appareil? Eh bien, si! Pour s'en convaincre, il faut procéder d'une manière en principe très simple, à savoir: projeter dans l'espace compris entre les armatures horizontalement disposées d'un condensateur un jet de gouttelettes d'huile et observer leur mouvement au moyen d'un microscope convenablement disposé. Tant qu'il n'y a pas encore de champ électrique, les gouttelettes tombent évidemment sous l'effet de la pesanteur; elles sont légères — de sorte que la pesanteur est presque immédiatement équilibrée par la force de la résistance de l'air — et tombent uniformément. Mais dès qu'on applique une tension sur les plaques, la situation change. Le mouvement s'accélère ou se ralentit selon le sens du champ électrique. Millikan choisit pour le champ un sens propre à causer un ralentissement des gouttelettes. En augmentant progressivement ce champ, il parvenait à suspendre en quelque sorte une gouttelette en l'air et passait des heures à l'observer. Au moyen du champ, il pouvait diriger le mouvement de la gouttelette et l'arrêter à son gré.

Que permet de calculer une telle expérience?

Considérons d'abord les données fournies par les observations en l'absence de champ. L'égalité entre la pesanteur et la résistance de l'air peut s'écrire sous la forme suivante:

$$mg = av.$$

La densité de l'huile est facile à déterminer par des expériences indépendantes. Le diamètre d'une gouttelette se mesure au microscope. La masse d'une gouttelette est donc aisée à calculer. Sa chute est lente, et on en trouve la vitesse v avec une précision satisfaisante en faisant des traits sur le verre du microscope. Le coefficient de résistance a s'obtient alors à partir de l'équation ci-dessus.

Branchons maintenant le champ. Le plus commode est de s'arranger pour qu'une gouttelette se mette à monter uniformément. Aux deux forces existantes s'en ajoute une troisième, provenant du champ électrique, dont l'intensité E nous est connue (quotient de la tension et de la distance entre les plaques du condensateur). Un mouvement ascendant uniforme indique que les trois forces se sont équilibrées. La condition de cet équilibre s'exprime sous la forme

$$qE - mg = av'.$$

La nouvelle valeur de la vitesse v' se mesure au microscope, là encore. Toutes les grandeurs faisant partie de l'équation sont donc connues, sauf la charge de la gouttelette. Calculons-en la valeur et inscrivons-la dans le cahier que tient obligatoirement tout expérimentateur ordonné.

Nous nous approchons maintenant de la principale trouvaille. Le courant dans l'électrolyte, raisonnait Millikan, est véhiculé par des ions de sens différents. Or, on peut aussi former des ions dans un gaz. L'air s'ionise par les procédés les

plus divers, par exemple en plaçant toute l'installation à côté d'un tube de Crookes. En effet, les rayons X ionisent l'air, ce que l'on savait déjà fort bien à l'époque. Mais si une gouttelette est chargée, elle attire les ions de sens opposé. Dès qu'un ion adhère à la gouttelette, la charge de celle-ci change, et donc aussi, par voie de conséquence immédiate, sa vitesse, que l'on trouve aussitôt par une nouvelle mesure.

Les observations montrèrent que l'idée était juste. Une fois le tube de Crookes branché, diverses gouttelettes se mettaient à tout moment à changer de vitesse. Sans quitter une gouttelette des yeux, l'observateur mesurait la différence entre les vitesses avant et après le branchement du tube de Crookes. D'après la formule mentionnée précédemment, on calculait immédiatement les valeurs de q.

Le lecteur n'a pas encore compris à quelle fin on agissait ainsi ? Qu'il se donne la peine de réfléchir. S'il existe une charge élémentaire d'électricité, les grandeurs mesurées doivent être égales à sa valeur ou en être des multiples selon qu'à la gouttelette se sont joints un ou plusieurs ions monovalents.

Après avoir fait ses expériences avec des gouttelettes d'huile, de mercure et de glycérine, Millikan, modifiant le sens de la charge des gouttelettes, remplit son cahier de centaines de chiffres de valeurs de q, dont toutes s'avérèrent multiples d'une même grandeur trouvée à l'issue de recherches sur l'électrolyse.

Après que Millikan eut publié ses résultats, les esprits les plus sceptiques eux-mêmes cessèrent de douter que la charge électrique se rencontrât dans la nature par quantités discrètes. Or, strictement parlant, les expériences de Millikan ne prouvaient pas directement, elles non plus, l'existence de l'électron en tant que particule.

Mais les hypothèses devancent les faits. Certains savants s'étaient convaincus de la nature granulaire de l'électricité dès le début du XIXe siècle. La charge ionique fut calculée pour la première fois par George Stoney en 1891 et ce fut lui qui proposa le terme « électron », mais pour désigner la charge d'un ion négatif monovalent et non une particule. Les expériences de Thomson amenèrent la grande majorité des physiciens à croire à l'existence de l'électron en tant que particule porteuse d'une charge élémentaire d'électricité négative.

De la sorte, l'électron fut reconnu avant d'être « vu ».

La preuve directe de l'existence de l'électron fut apportée plus tard par des expériences subtiles. On projette sur un écran un faible faisceau de particules, que l'on peut compter une par une, chacune produisant un flash sur l'écran lumineux. Du reste, il y a déjà longtemps qu'on utilise à cette fin non plus un écran lumineux, mais un appareil appelé compteur Geiger, du nom de son inventeur. En bref, ce compteur se fonde sur l'idée qu'un électron, telle la détente d'un revolver, donne naissance à une forte impulsion de courant, facile à enregistrer. De la sorte, on peut déterminer le nombre d'électrons arrivant dans un piège quelconque en une seconde. Si l'on utilise en qualité de piège une ampoule métallique dans laquelle pénètrent les électrons, elle se charge progressivement d'une quantité d'électricité suffisante pour pouvoir être mesurée. Pour trouver la charge de l'électron, il n'y a plus qu'à diviser la quantité d'électricité par le nombre d'électrons piégés.

Alors seulement est-il permis de dire: l'existence de l'électron a cessé d'être une hypothèse. C'est un fait.

C'est à toute allure que nous avons passé

en revue les découvertes qui posèrent les fondements de la physique moderne. Mais tel est leur destin! Les nouvelles réalisations relèguent les anciennes à l'arrière-plan, et les événements cruciaux eux-mêmes arrivés au cours de l'édification du temple de la science passent dans le domaine de l'histoire.

Peut-être sommes-nous maintenant en mesure de répondre à la question de savoir ce que c'est que l'électricité. Le fluide électrique est un flux de particules électriques (synonymes: chargées, porteuses de charges électriques). Un corps est chargé d'électricité si le nombre des particules d'un sens y dépasse celui des particules de sens opposé.

— Drôle d'explication! s'exclamera le lecteur indigné. Mais qu'est-ce qu'une particule électrique?

— N'est-ce pas clair? Des particules sont qualifiées d'électriques si elles interagissent d'après la loi de Coulomb.

— Et c'est tout? demandera le lecteur, perplexe.

— Oui, répondra le physicien. C'est tout en ce qui concerne votre question. Mais les réponses à de nombreuses autres questions intéressantes vous attendent encore. Nous n'avons pas dit dans quels cas se produisent les rencontres avec la particule élémentaire d'électricité positive. Nous apprendrons aussi que les particules électriques sont caractérisées non seulement par leur charge et leur masse, mais encore par d'autres propriétés.

Mais considérons d'abord la structure de l'atome.

Comment l'atome est-il constitué de particules électriques? La réponse à cette question fut obtenue à l'aide des rayons émis par le radium. Nous parlerons de cette remarquable matière et de la grande famille des éléments radioactifs naturels et artificiels dans notre quatrième livre. Pour l'instant, il nous faut savoir que le radium émet continuellement des rayons électromagnétiques durs (rayons gamma), un faisceau d'électrons (rayons bêta) et des rayons alpha qui sont des ions hélium à double charge.

En 1911, le célèbre physicien anglais Ernest Rutherford (1871-1937) proposa le modèle dit planétaire de l'atome, qu'il conçut à l'issue de recherches approfondies sur la diffusion de particules alpha par diverses matières. Utilisant dans ses expériences des feuilles d'or de tout juste un dixième de micromètre d'épaisseur, il s'aperçut qu'une seule particule alpha sur 10 000 déviait d'un angle supérieur à 10°, et que dans certains cas rares la déviation atteignait 180°.

Dans ces expériences d'une étonnante simplicité, on enregistrait le passage de chaque particule séparée. La technique moderne permet évidemment d'effectuer ce genre de mesures tout à fait automatiquement.

Il apparaît immédiatement qu'un atome consiste surtout en . . . vide. Les rares collisions frontales doivent s'interpréter comme suit. A l'intérieur de l'atome se trouve un noyau positivement chargé. A côté du noyau sont disposés des électrons. Etant très légers, ils ne constituent pas un obstacle sérieux pour une particule alpha, qu'ils freinent, certes, mais sans qu'une collision avec chaque électron séparé puisse la faire dévier de son parcours.

Rutherford supposa que les forces d'interac-

tion entre le noyau atomique et une particule alpha, porteurs d'une charge de même signe, étaient des forces de Coulomb. Présumant ensuite que la masse de l'atome était concentrée dans son noyau, il calcula la probabilité de la déviation des particules selon un angle donné et obtint un brillant accord entre la théorie et l'expérience.

Telle est la manière dont les physiciens vérifient les modèles de leur invention.

— Un modèle prédit-il les résultats d'une expérience ?

— Oui.

— Il reflète donc la réalité ?

— Ne soyons pas si péremptoires. Un modèle, s'il explique une série de phénomènes, peut être considéré comme convenable. Quant à le préciser, l'avenir s'en chargera...

Les résultats des expériences de Rutherford ne laissaient subsister aucun doute sur le bien-fondé de l'affirmation suivante : les électrons se meuvent à côté du noyau sous l'effet des forces de Coulomb.

De la théorie découlaient aussi certaines estimations quantitatives, qui furent confirmées par la suite. Le diamètre du plus petit noyau atomique s'avéra égal à environ 10^{-13} cm, celui de l'atome, à quelque 10^{-8} cm.

En comparant les résultats des expériences avec les calculs, on parvint en outre à estimer les charges des noyaux entrant en collision les uns avec les autres. Ces estimations jouèrent un rôle important, sinon décisif, dans l'interprétation de la loi périodique de la structure des éléments.

Voilà donc le modèle de l'atome construit. Mais il se pose aussitôt une nouvelle question. Pourquoi les électrons (particules chargées négativement) ne tombent-ils pas sur le noyau (chargé positivement) ? Pourquoi l'atome est-il stable ?

Qu'y a-t-il là d'incompréhensible? dira le lecteur. Le fait est que les planètes, elles, ne tombent pas sur le Soleil. De même que la pesanteur, la force d'origine électrique est centripète et assure la gravitation des électrons autour du noyau.

Or, et c'est là le hic, l'analogie entre un système planétaire et l'atome n'est que superficielle. Comme nous l'apprendrons par la suite, du point de vue des lois générales du champ électromagnétique, l'atome doit nécessairement émettre des ondes électromagnétiques. On n'est d'ailleurs pas tenu de connaître la théorie de l'électromagnétisme. La matière, c'est-à-dire les atomes, est capable de rayonner de la lumière et de la chaleur. Du moment qu'il en est ainsi, l'atome perd forcément de l'énergie, et l'électron doit infailliblement tomber sur le noyau.

Quelle est donc l'issue? Elle est très « simple »: il faut prendre son parti des faits et les ériger au rang de loi de la nature. Tel fut précisément le pas que fit le grand physicien danois Niels Bohr (1885-1962) en 1913.

LA QUANTIFICATION DE L'ÉNERGIE

Comme tous les premiers pas, celui de Bohr fut relativement timide. Nous allons exposer une nouvelle loi de la nature, qui non seulement sauva le modèle de l'atome de Rutherford, mais nous amena à conclure que la mécanique des grands objets est inapplicable aux particules de très petite masse.

La nature est ainsi faite que certaines grandeurs, tels le moment cinétique et l'énergie, ne peuvent, quel que soit le système de particules interagissantes, avoir une série continue de valeurs. Au contraire, l'atome, dont il est question en ce moment, ou le noyau atomique, dont nous

considérerons la structure plus tard, ont leur propre suite de niveaux énergétiques, particulière au seul système donné. Il y a le niveau le plus bas (nul). L'énergie d'un système ne peut être inférieure à cette valeur. Dans le cas de l'atome, cela signifie qu'il existe un état dans lequel l'électron se trouve à une certaine distance minimale du noyau.

L'énergie de l'atome ne peut varier que par sauts. Si le saut s'effectue « en haut », cela signifie que l'atome a absorbé de l'énergie ; s'il se fait « en bas », c'est que l'atome a rayonné de l'énergie.

Il s'agit de ce qu'on appelle la loi de quantification de l'énergie. On peut également dire que l'énergie est de nature quantique.

A noter que la loi de quantification a un caractère tout à fait général. Elle n'est pas seulement valable pour l'atome, elle l'est aussi pour tout objet, constitué de milliards d'atomes. Mais quand on a affaire aux grands objets, on risque souvent de « ne pas remarquer » la quantification de l'énergie. Le fait est que, grosso modo, dans le cas d'un objet constitué d'un milliard de milliards d'atomes, le nombre des niveaux énergétiques augmente d'un milliard de milliards de fois. Les niveaux énergétiques sont si proches l'un de l'autre qu'en fait ils se confondent. Aussi ne remarque-t-on pas la discontinuité des valeurs possibles de l'énergie. De la sorte, la mécanique que nous avons exposée dans notre premier livre ne change pratiquement pas quand on a affaire aux grands objets.

Dans notre deuxième livre, nous avons appris que la transmission d'énergie d'un objet à un autre peut se faire sous forme soit de travail, soit de chaleur. Nous sommes maintenant en mesure d'expliquer en quoi consiste la différence entre ces deux modes de transmission d'énergie. Lors

d'une action mécanique (d'une compression, par exemple), les niveaux énergétiques d'un système se déplacent. Etant très minime, ce déplacement ne peut être décelé que par des expériences subtiles et seulement si la pression est suffisamment élevée. En ce qui concerne un effet thermique, il consiste en un passage du système à un niveau d'énergie plus élevé (chauffage) ou plus bas (refroidissement).

La quantification de l'énergie ainsi que des autres grandeurs mécaniques, est une loi générale de la nature, dont découlent rigoureusement les effets les plus divers, que confirme l'expérience.

Pourquoi l'énergie se quantifie-t-elle? demandera peut-être le lecteur. Il n'y a pas de réponse à cette question sinon que la nature est ainsi faite. Toute explication consisterait à ramener un fait particulier à un fait plus général. On ne connaît actuellement aucune affirmation suffisamment générale pour qu'en découle la quantification de l'énergie. Il n'est pas exclu qu'on découvre un jour des lois générales au point que les principes de la mécanique quantique s'avèrent en être des conséquences. Quoi qu'il en soit, à ce jour la loi de quantification est l'une des rares grandes lois de la nature n'ayant pas besoin d'être étayées logiquement. L'énergie se quantifie parce qu'elle . . . se quantifie.

C'est sous une telle forme générale que cette loi fut établie dans les années 1925-1927 par les travaux du Français Louis de Broglie et des Allemands Erwin Schrödinger et Werner Heisenberg. La théorie basée sur le principe de quantification (au fait, nous avons oublié d'indiquer que « quantum » est un mot latin signifiant « combien ») a reçu le nom de théorie quantique ou de mécanique ondulatoire. Pourquoi ondulatoire? Le lecteur l'apprendra plus tard.

LA LOI PÉRIODIQUE DE MENDELEÏEV

En 1868, le grand chimiste russe Dmitri Mendeleïev (1834-1907) publia la loi périodique, découverte par lui, de la succession des éléments chimiques. Nous nous abstiendrons de donner ici le tableau de Mendeleïev, qui figure dans tous les manuels scolaires de chimie minérale. Rappelons seulement qu'après avoir rangé les éléments connus par poids atomique croissant, Mendeleïev remarqua que les propriétés chimiques et certaines particularités physiques des éléments allaient se répétant de façon périodique en fonction du poids atomique.

Dans le tableau dressé par Mendeleïev, chaque élément appartient à l'un de neuf groupes et à l'une de sept périodes. Le savant rangea les éléments faisant partie du même groupe sous forme de colonnes de façon que ceux d'entre eux dont les symboles se trouvaient les uns au-dessous des autres aient des propriétés chimiques semblables. Il s'aperçut que pour ce faire il fallait supposer l'existence d'éléments non encore découverts, pour lesquels il laissa des cases vides dans son tableau. La perspicacité du grand savant se manifesta aussi dans le fait qu'il plaça l'atome de nickel à sa place « convenable », après le cobalt, bien que le poids atomique de ce dernier fût légèrement plus élevé.

Certaines cases vides furent comblées du vivant même de Mendeleïev, ce qui lui valut une renommée mondiale, car il devint clair à tous que l'établissement de ce tableau n'était pas simplement un acte purement formel, mais bien la découverte d'une grande loi de la nature.

Le sens du numéro d'ordre que le tableau attribue à chaque élément chimique ne devient évident qu'après que les physiciens eurent cessé de douter de la justesse du modèle planétaire

de l'atome de Rutherford et de la loi de quantification de l'énergie. Quel est donc ce sens? La réponse s'avère d'une rare simplicité: le numéro d'ordre est égal au nombre des électrons gravitant autour du noyau. En d'autres termes, le numéro d'ordre d'un élément est la charge positive de son noyau exprimée en unités de charge de l'éléctron.

La loi périodique de Mendeleïev, le principe de quantification de l'énergie et l'étude des spectres (optiques et de rayons X) caractéristiques des atomes (nous en parlerons plus tard) ont permis de comprendre la ressemblance, quant au comportement chimique, entre les atomes rangés dans une même colonne du tableau de Mendeleïev.

L'énergie de l'atome est l'énergie d'interaction des électrons avec le noyau (l'apport de l'énergie d'interaction des électrons les uns avec les autres s'avère peu important dans le raisonnement qui suit). Etant donné que l'énergie se quantifie, il aurait été logique d'envisager la possibilité de ranger les électrons de chaque atome par énergies, le premier étant le plus fortement lié au noyau, le deuxième plus faiblement, le troisième encore plus faiblement, etc., de manière que les électrons de l'atome soient disposés par niveaux énergétiques. La logique ne nous dessert pas, mais l'expérience permet de préciser ce tableau. Il apparaît tout d'abord que chaque niveau électronique peut être occupé par deux électrons à la fois au lieu d'un seul. Il est vrai que ces électrons diffèrent l'un de l'autre par ce qu'on appelle le « spin », une propriété vectorielle. Les amateurs d'images concrètes peuvent se figurer que sur un niveau occupé se trouvent deux « points » munis de deux flèches, dont l'une est dirigée vers « le bas », l'autre vers « le haut ».

Quelques mots sur l'origine même du mot « spin ». Il s'agit d'un mot anglais signifiant « rotation ». Pour se représenter en quoi deux électrons occupant un même niveau se distinguent l'un de l'autre, on proposa de considérer que l'un des électrons tourne dans le sens des aiguilles d'une montre, l'autre, dans le sens contraire. En effet, du moment que l'électron est quelque chose comme une planète, pourquoi ne l'autoriserait-on pas à tourner autour de son axe? Me voilà de nouveau obligé de décevoir le lecteur: en fait, on ne saurait absolument pas se représenter concrètement le spin d'un électron. Quant à la manière dont on le mesure, nous l'exposerons au chapitre suivant.

Mais ce n'est pas la seule conclusion à laquelle nous ait menés une étude attentive des spectres des atomes. La deuxième conclusion est que les niveaux énergétiques sont séparés les uns des autres par des intervalles inégaux et peuvent être divisés en groupes.

Après le premier niveau, appelé couche *K*, vient une discontinuité énergétique, puis, successivement, la couche *L*, comprenant 8 électrons, la couche *M*, comportant 18 électrons... Nous nous abstiendrons de décrire la disposition des couches et l'ordre de leur remplissage pour tous les atomes. Le tableau n'est pas si simple et une description complète prendrait trop de place. Les détails ne jouent pas un rôle important dans notre petit ouvrage, et si j'ai mentionné l'existence des niveaux, c'est uniquement pour expliquer en quoi consiste la ressemblance entre les atomes situés les uns au-dessous des autres dans le tableau de Mendeleïev. Il s'avère qu'ils ont le même nombre d'électrons dans le groupe périphérique de niveaux.

Dès lors, la notion de valence d'un atome devient claire. Ainsi, le lithium, le sodium, le potas-

sium, le rubidium, le césium et le francium ont chacun un seul électron dans le groupe périphérique de niveaux, tandis que le béryllium, le magnésium, le calcium, etc. en ont deux. Les électrons de valence (extérieurs) sont moins fortement liés à l'atome. Aussi l'ionisation d'atomes placés dans la première colonne entraîne-t-elle le plus facilement la formation de particules à charge unitaire. Les ions béryllium, magnésium, etc. portent chacun deux charges, etc.

LA STRUCTURE ÉLECTRIQUE DES MOLÉCULES

Les chimistes désignent sous le nom de molécule la plus petite parcelle de matière. La plupart des physiciens, quant à eux, n'utilisent ce terme qu'au cas où ce plus petit représentant existe réellement en tant que corps isolé.

La molécule de sel de cuisine existe-t-elle? Bien sûr, répondra le chimiste, et il écrira aussitôt sa formule: NaCl. Le sel de cuisine, c'est le chlorure de sodium. Sa molécule est constituée d'un atome de sodium et d'un atome de chlore. Cependant, cette réponse n'est que formellement valable. En réalité, pas plus dans un cristal que dans une solution aqueuse ou de la vapeur de chlorure de sodium, on ne trouvera de paire d'atomes qui se comporte comme un tout. Comme nous l'avons expliqué dans notre deuxième livre, dans un petit cristal chaque atome de sodium est entouré de six atomes de chlore. Tous ces voisins sont égaux en droits, et on ne saurait absolument pas dire lequel d'entre eux « appartient » à un atome donné de sodium.

Dissolvons du sel de cuisine dans de l'eau. Il apparaît qu'une telle solution possède une excellente conductibilité. Par des expériences rigoureuses, mentionnées précédemment, on peut prouver que le courant électrique est un flux

d'atomes de chlore négativement chargés se mouvant dans un sens et un flux d'atomes positivement chargés de sodium se dirigeant dans le sens opposé. De la sorte, lors de leur dissolution les atomes de chlore et de sodium ne forment pas non plus une paire d'atomes fortement liés.

Une fois le modèle de l'atome établi, il devient clair que l'anion chlore est un atome de chlore avec un électron « en trop », tandis qu'il « manque » un électron au cation sodium.

Peut-on en conclure qu'un solide est lui aussi constitué d'ions et non d'atomes? Assurément. C'est ce que prouvent de nombreuses expériences, sur la description desquelles nous ne nous arrêterons pas.

Et qu'en est-il de la vapeur de chlorure de sodium? Eh bien, on n'y trouve pas non plus de molécules. Une telle vapeur consiste en ions ou en divers groupes très instables d'ions. On ne peut parler de molécules de composés ioniques qu'au sens chimique de ce mot.

Les composés ioniques sont nécessairement solubles dans l'eau. De telles solutions, dont les simples sels de métaux (tel le chlorure de sodium) constituent un exemple classique, sont de bons conducteurs, et pour cette raison on les qualifie d'électrolytes forts.

Comme exemples de matières constituées de véritables molécules, au sens physique de ce mot, on peut citer l'oxygène, l'azote, le gaz carbonique, les hydrocarbures, les hydrates de carbone, les stéroïdes, les vitamines... et quantité d'autres, dont on pourrait très longtemps poursuivre l'énumération.

Une classification est toujours quelque peu conventionnelle, aussi dois-je avertir le lecteur que certaines matières sont parfois constituées de molécules physiques dans un état d'agrégation à l'exclusion de tout autre. C'est le cas d'une

matière aussi importante que l'eau. Les molécules de vapeur d'eau sont incontestablement des corpuscules isolés, mais il s'avère assez difficile de « tracer les contours » d'une molécule dans un cristal de glace et de dire que tel atome d'hydrogène n'est lié qu'à tel atome d'oxygène.

Quoi qu'il en soit, la classe des cristaux moléculaires est extrêmement vaste.

Dans notre deuxième livre, nous avons déjà expliqué comment sont construits les cristaux moléculaires. Rappelons que dans un cristal de gaz carbonique, dont la formule est CO_2, l'atome de carbone a pour voisins immédiats deux atomes d'oxygène. De même, dans tous les autres cas, on voit immédiatement, quand on étudie la structure d'un cristal moléculaire, qu'on peut le diviser en groupes d'atomes serrés les uns contre les autres.

S'il en est ainsi, ils doivent être liés par des forces considérables. Les faits le confirment. En gros, les forces qui lient les atomes appartenant à une molécule sont cent, voire mille fois supérieures à celles qui agissent entre les atomes de molécules voisines.

En quoi consiste donc la liaison intramoléculaire ? Il est suffisamment clair qu'on ne saurait s'en tenir pour répondre à cette question à la seule notion d'attraction entre ions négatifs et positifs électriquement chargés. Le fait est que les molécules d'oxygène, d'azote, d'hydrogène sont bien constituées d'atomes identiques, elles. Il est impossible de supposer que tandis qu'un atome perd un électron, l'autre, pour sa part, en acquiert un. Pour quelle raison un électron devrait-il préférer se trouver à côté de l'un plutôt que de l'autre de deux atomes identiques ?

L'explication de la véritable nature de la liaison intramoléculaire n'est venue qu'avec la mécanique quantique. Nous venons de dire que

l'énergie de tout système se quantifie et que sur un même niveau énergétique peuvent se trouver deux électrons à « spins » de sens opposés. On peut tirer des principales hypothèses de la mécanique classique une conséquence très intéressante. Il s'avère (ce n'est déjà plus une hypothèse, mais une déduction mathématique rigoureuse que nous ne donnerons pas à cause de sa complexité) que l'énergie la plus faible que puisse recevoir un électron est déterminée par les dimensions du domaine à l'intérieur duquel il se meut, l'énergie de ce niveau « nul » étant d'autant plus basse que ces dimensions sont plus grandes.

Imaginons maintenant que deux atomes d'hydrogène se rapprochent l'un de l'autre. S'ils s'unissent en un seul système, le « logement » de chaque électron devient approximativement deux fois plus grand. Dans un même « logement » peuvent cohabiter pacifiquement deux électrons à spins opposés. Une telle cohabitation est donc avantageuse. Le domaine d'existence pour les deux électrons s'est étendu. Par conséquent, l'union de deux atomes en un tout entraîne une diminution de l'énergie globale du système. Or, on sait fort bien que tout système — pour peu que la possibilité s'en présente — tend à passer dans un état à énergie minimale. C'est précisément pour cela qu'un ballon livré à lui-même roule le long d'une pente.

Ainsi la formation d'une liaison chimique signifie un groupement des électrons. Un certain nombre d'électrons (on les qualifie d'internes) gravitent autour des noyaux atomiques, mais quelques-uns (on les qualifie de périphériques) englobent dans leur mouvement au moins la paire d'atomes les plus proches, voire font la navette entre tous les atomes de la molécule.

On reconnaît une matière constituée de molécules à ses propriétés électriques. Une solution

d'une telle matière ne conduit pas l'électricité. Les molécules ne se dissocient pas, et chaque molécule entière est électriquement neutre. Dans un liquide et une vapeur, les molécules conservent leur structure : le groupe d'atomes se déplace comme un tout, effectue un mouvement de translation, tourne. Les atomes faisant partie d'une molécule ne peuvent qu'osciller autour de leurs positions d'équilibre.

Une molécule neutre ne porte pas de charge électrique, mais il ne faut pas se hâter d'en conclure qu'elle ne crée pas de champ électrique. Dans une molécule asymétrique, les centres de gravité de ses charges positive et négative ne coïncident sûrement pas ; par contre, on comprend intuitivement qu'une telle coïncidence a lieu dans des molécules comme celles d'oxygène ou d'azote, qui sont constituées de deux atomes identiques. On conçoit également sans peine que dans une molécule telle que celle d'oxyde de carbone CO ces centres peuvent être décalés l'un par rapport à l'autre, auquel cas on dit de la moléculè qu'elle possède un moment dipolaire.

Voici l'origine de ce terme : une molécule « dipolaire » se comporte comme un système de deux charges ponctuelles (l'un des points est le centre de gravité des charges négatives, l'autre, celui des charges positives). Un dipôle est caractérisé par sa charge et par son « bras », c'est-à-dire la distance qui sépare les centres.

Que le lecteur n'exige pas de moi la preuve qu'une molécule asymétrique possède un moment dipolaire électrique. Les raisonnements théoriques sont superflus, car l'existence d'un moment dipolaire permanent (ou dur) se démontre sans difficulté expérimentalement.

Les termes « diélectrique », « isolant » et « non-conducteur » peuvent être considérés comme synonymes.

Les diélectriques comprennent les gaz moléculaires, les liquides moléculaires, les solutions de solides constitués de molécules. Les diélectriques solides sont les verres, tant organiques qu'inorganiques (à silice, boraté, etc.), les polymères, constitués de macromolécules, les matières plastiques, les cristaux moléculaires, ainsi que les cristaux ioniques.

Nous avons rappelé au lecteur au premier chapitre que la capacité d'un condensateur augmente si l'on introduit un diélectrique quelconque entre ses plaques. Imaginons un condensateur relié à une source de tension continue. La capacité a augmenté, mais la tension est restée la même. C'est donc qu'une charge supplémentaire est apparue sur des armatures du condensateur. Il semblerait que dans ces conditions l'intensité du champ doive monter. Or, elle n'a pas changé, étant égale au quotient de la tension par la distance entre les plaques. Comment sortir de cette contradiction ? La seule issue est d'admettre que dans l'isolant s'est créé un champ électrique de sens opposé. Ce phénomène est appelé polarisation diélectrique.

Qu'est-ce donc que ces charges particulières qui apparaissent à l'intérieur d'un diélectrique ? Comment comprendre l'échec des tentatives pour « détourner » vers la Terre la charge d'un diélectrique ? Même si l'on ignore tout de la constitution électrique de la matière, on peut dire que ces charges sont « liées » et non libres, comme dans un métal. Si, par contre, on connaît la structure des molécules, on peut donner une explication exhaustive de la nature du phénomène

de polarisation et expliquer le mécanisme de la formation d'un « anti-champ », qui, à conditions égales, est d'autant plus intense que ε est plus grand.

Il convient d'abord de répondre à la question de savoir quelle influence un champ diélectrique peut exercer sur un atome et une molécule. Sous l'effet d'un champ électrique, les électrons d'un atome neutre et d'un ion peuvent se décaler dans le sens opposé au champ. L'atome ou l'ion se transforme en un dipôle et crée un champ de sens opposé. De la sorte, la polarisation d'une matière est conditionnée par la polarisation des atomes, des ions ou des molécules dont elle est constituée.

Le mécanisme de la polarisation que nous avons décrit est appelé processus de création de dipôles mous. En l'absence de champ, il n'y a pas non plus de dipôles. Le décalage du centre de gravité des électrons, le moment dipolaire « induit » et la polarisation sont d'autant plus grands que le champ est plus intense.

La formation de dipôles mous ne peut dépendre de la température. L'expérience montre que certains diélectriques ne sont pas influencés par la température. Pour eux, le mécanisme décrit est donc valable.

Mais qu'inventer pour les cas où la constante diélectrique dépend manifestement de la température? Une étude approfondie de la liaison entre la structure de la molécule et le comportement d'une matière dans un champ électrique ainsi que la nature de la variation en fonction de la température ε (la polarisation baisse toujours lorsque la température monte) nous suggèrent ce qui suit. Si les molécules possèdent un moment dipolaire (dipôles « durs ») et peuvent changer d'orientation même en l'absence de champ, la variation de la constante diélectrique

en fonction de la température devient compréhensible.

En l'absence de champ, les molécules sont effectivement disposées « au petit bonheur ». Les moments dipolaires s'additionnent géométriquement, aussi dans le cas d'un volume contenant de nombreuses molécules le moment résultant est-il nul. Le champ électrique « peigne » les molécules, les obligeant à se tourner surtout dans un sens. Deux forces entrent en lutte : l'agitation thermique, qui met du désordre dans la disposition des molécules, et l'effet du champ, qui les ordonne, au contraire. Le champ, on le conçoit, a d'autant plus de mal à « venir à bout » de l'agitation thermique des molécules que la température est plus élevée. Il s'ensuit que dans de telles matières, la constante diélectrique doit diminuer lorsque la température baisse.

La fig. 2.2 aidera à mieux se rappeler l'explication ci-dessus. Le dessin du haut montre que la polarisation de l'atome se ramène à un décalage et à une déformation des couches électroniques. Le champ exerce un effet d'autant plus prononcé sur l'électron que celui-ci est plus éloigné de l'atome. Les couches, représentées par des points sur ces images schématiques, symbolisent les sièges des électrons. Il s'agit là d'une représentation tout à fait conventionnelle, ne l'oublions pas, car la forme du domaine d'existence des électrons dans les molécules varie selon les catégories d'électrons (voir p. 127).

L'image du milieu montre le comportement d'une molécule diatomique symétrique. En l'absence de champ, elle est dépourvue de moment. Un champ crée un moment électrique, dont la grandeur varie selon l'angle sous lequel la molécule est située par rapport au champ. Le moment est causé par la déformation des couches électroniques.

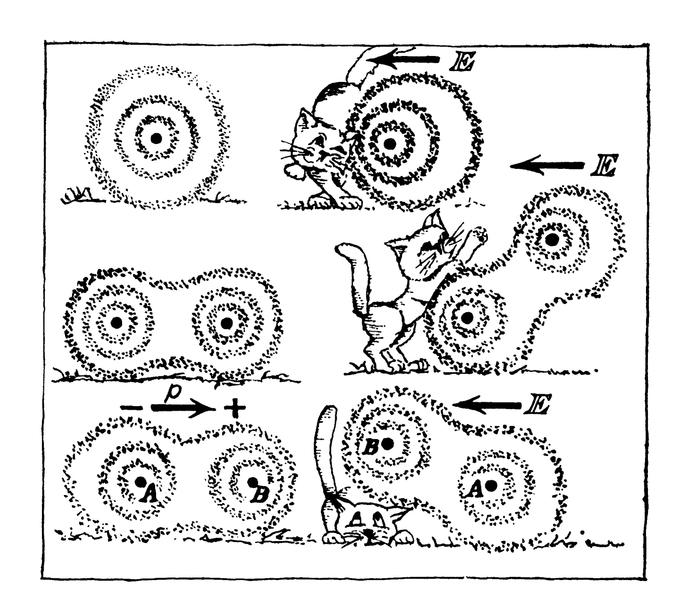


Fig. 2.2.

Enfin, le schéma du bas illustre le comportement, en l'absence de champ, d'une molécule dotée d'un moment dipolaire. Sur notre schéma, la molécule n'a fait que se retourner, mais dans le cas général, dans les matières dont les molécules ont un moment en l'absence de champ, les deux mécanismes de polarisation sont présents : le retournement des molécules peut s'accompagner d'un décalage des électrons. On sépare aisément ces deux effets en effectuant les mesures à très basse température, car l'influence de l'agitation thermique est alors pratiquement nulle. Si ce modèle est juste, on ne doit pas observer de variation de la constante diélectrique en fonction de la température dans le cas des matières dont les molécules sont symétriques, telles que l'oxygène ou le chlore. Par contre, dans une molécule

diatomique formée de deux atomes différents, telle celle d'oxyde de carbone (CO), ε doit varier en fonction de la température. Il en est effectivement ainsi. Parmi les molécules dotées d'un moment dipolaire considérable figure le nitrobenzène.

Quel est l'effet exercé sur un diélectrique ordinaire par un accroissement d'intensité du champ électrique E? La polarisation de la matière doit apparemment augmenter, et ce, par suite de la distension des dipôles: dans un atome, c'est un décalage du nuage électronique par rapport au noyau; dans une molécule, ce peut être un éloignement de deux ions l'un de l'autre. Quoi qu'il en soit, il est naturel de se demander à quel point un électron entraîné loin du noyau par un champ fait encore partie d'un atome et dans quelle mesure deux ions déjà assez éloignés l'un de l'autre continuent de former une molécule. Il y a effectivement une limite au-delà de laquelle une nouvelle augmentation de l'intensité E provoque ce que l'on appelle une rupture du diélectrique. Cette intensité est de l'ordre de plusieurs milliers de kilovolts par mètre. Dans tous les cas, la rupture est liée à une libération d'électrons ou d'ions, c'est-à-dire à la création de porteurs de courant libres. Le diélectrique cesse d'être un isolant pour devenir un conducteur.

Ce phénomène s'observe le plus souvent lors du claquage d'un condensateur dans un téléviseur ou un poste de radio, mais on peut aussi en citer comme exemples les décharges électriques dans les gaz, sur lesquelles nous reviendrons en détail. En attendant, familiarisons-nous avec deux membres importants de la famille des diélectriques: les piézo-électriques et les ferro-électriques.

Le principal représentant de la classe des piézo-électriques est le quartz. Les membres de

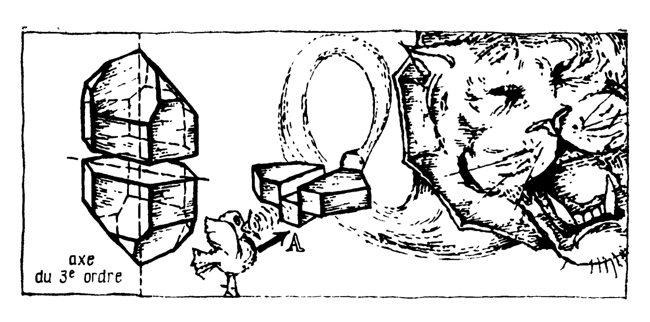


Fig. 2.3.

cette classe (dont font aussi partie, entre autres, le sucre et la tourmaline) doivent posséder une certaine symétrie. La fig. 2.3 représente un cristal de quartz. Ce cristal a un axe de symétrie du 3e ordre pour axe principal et trois axes du 2e ordre sur le plan perpendiculaire.

Par le moyen indiqué sur la figure, on découpe dans le cristal une lame d'environ 2 cm d'épaisseur. On voit qu'elle est perpendiculaire à l'axe principal et que les axes du 2e ordre sont situés sur son plan. De cette lame épaisse on découpe ensuite, perpendiculairement à l'un des axes du 2e ordre, une lame mince d'environ 0,5 mm d'épaisseur. Avec une mince plaque piézo-électrique (sur le dessin de droite elle est décalée vers le bas) obtenue de cette façon, on peut faire d'intéressantes expériences.

Comprimons la lame le long de la direction A, perpendiculaire aux axes de symétrie, et joignons aux plans latéraux de la lame un électromètre, appareil capable de détecter une charge électrique (pour qu'il y ait contact électrique, on argente ces plans). Sous l'effet de la pression, des charges de signes contraires apparaissent sur les faces de la lame. Si au lieu de comprimer la plaque, on l'étire, les charges changent de signe : au lieu

d'une charge positive, créée lors d'une pression, apparaît une charge négative et inversement. On a donné à ce phénomène (apparition de charges électriques sous l'effet d'une pression ou d'un étirement) le nom de piézo-électricité.

Les dispositifs piézo-électriques sont extrêmement sensibles: les appareils électriques qui en sont équipés permettent de mesurer les charges qui apparaissent sur du quartz sous l'effet de la force la plus insignifiante, impossible à mesurer par d'autres procédés. Le quartz piézo-électrique est également capable de détecter de très rapides variations de pression, qu'aucun autre instrument de mesure ne permet de déceler. Aussi le phénomène en question a-t-il une énorme importance pratique en tant que moyen d'enregistrement électrique d'actions mécaniques de tous genres, y compris de sons. Le simple fait de souffler légèrement sur la lame de quartz piézo-électrique suffit à faire réagir l'appareil électrique.

On se sert de lames piézo-électriques en médecine pour ausculter le cœur. De même, on les emploie en technique pour détecter d'éventuels bruits « suspects » dans une machine dont on veut vérifier la marche.

En tant que source d'effet piézo-électrique, le quartz est utilisé dans les pick-up. Le déplacement de l'aiguille sur le sillon du disque cause une contraction du cristal piézo-électrique, ce qui entraîne à son tour l'apparition d'un signal électrique. Le courant électrique est amplifié et acheminé vers les haut-parleurs où il se transforme en sons.

Il a été question jusqu'à présent de matières dont la polarisation électrique est créée par un champ électrique ainsi que (de temps en temps) par une déformation mécanique. Si l'effet extérieur cesse, la matière devient électriquement neutre. Cependant, parallèlement à ce comporte-

ment répandu, on se heurte aussi à des corps particuliers possédant un moment électrique total en l'absence de forces extérieures. Il est clair qu'on ne trouvera pas de tels corps parmi les liquides et les gaz, car l'agitation thermique, si elle n'est pas contrecarrée par l'effet régulateur d'un champ, mettra immanquablement le désordre dans la disposition des molécules dipolaires.

On peut cependant se représenter des cristaux dans lesquels les atomes soient disposés de telle sorte que les centres de gravité des anions et des cations à l'intérieur de chaque maille soient identiquement décalés, les moments dipolaires étant alors tous orientés dans le même sens. Dans ce cas, on peut s'attendre à une polarisation maximale et donc à une valeur extrêmement élevée de la constante diélectrique.

De tels cristaux existent. Ce phénomène fut découvert pour la première fois dans les cristaux de sel de Seignette. Les substances de cette classe sont désignées sous le nom de ferro-électriques.

Parmi les ferro-électriques, le titanate de baryum a une grande importance pratique. Nous le prendrons donc comme exemple pour examiner le comportement exceptionnellement curieux des substances de cette classe.

Considérons la maille cristalline représentée sur la fig. 2.4. A son sommet est un atome de baryum. Les petits cercles clairs sont des anions oxygène, et le grand cercle au centre est un cation titane.

La maille paraît cubique. Les mailles rigoureusement cubiques existent effectivement, mais seulement à une température supérieure à 120 °C. Il est évident qu'une telle maille est symétrique et ne peut avoir de moment dipolaire. Aussi, au-dessus de 120 °C, c'est-à-dire de ce qu'on appelle le point Curie, le titanate de baryum

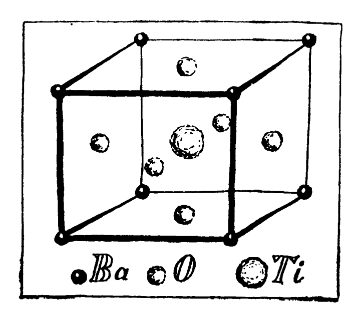


Fig. 2.4.

perd-il ses propriétés particulières et se comporte-t-il comme un diélectrique ordinaire.

Lorsque la température descend au-dessous de 120 °C, les ions oxygène et titane sont décalés en sens opposés d'environ 0,01 nm, et la maille acquiert un moment dipolaire.

A noter la très importante circonstance suivante. Le décalage peut se faire dans une de trois directions équiprobables, à savoir, le long des trois axes de cube. Les décalages déforment les mailles. Aussi n'est-il pas toujours avantageux de partager le cristal en domaines à l'intérieur desquels les moments dipolaires sont dirigés dans le même sens.

La fig. 2.5 représente les partitions possibles du cristal en domaines idéalement polarisés. Outre le cas où le cristal tout entier constitue un seul domaine — ce qui entraîne l'apparition d'un champ électrique maximal —, il peut aussi y avoir des variantes moins avantageuses, voire telles (dessin de droite) que le champ situé au-delà des limites du ferro-électrique s'avère nul.

Comment se comporte un ferro-électrique lors de la superposition d'un champ électrique extérieur ? On constate que le mécanisme de la polarisation consiste en l'accroissement, par déplacement de ses limites d'un domaine orienté dans

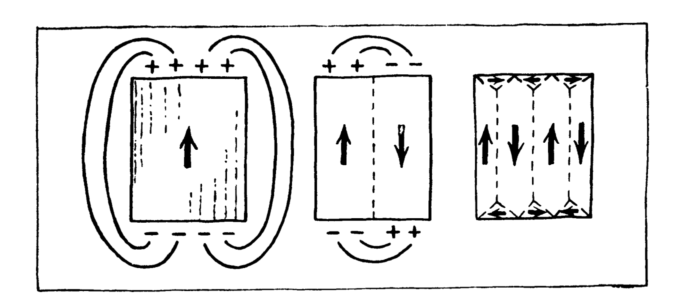


Fig. 2.5.

la direction « voulue ». Les domaines dont le moment est orienté vers le champ sous un angle aigu « absorbent » ceux qui sont orientés vers ce champ sous un angle obtus. Lorsque le champ est très intense, on peut même observer un retournement des domaines.

Le titanate de baryum est le principal ferro-électrique industriel. On le produit en calcinant deux poudres : de bioxyde de titane et de carbonate de baryum. On obtient ainsi une sorte de céramique.

Les ferro-électriques céramiques sont largement utilisés en électrotechnique et en radiotechnique. Outre que ces substances augmentent de beaucoup la capacité des condensateurs, dans leur cas la valeur de ε, ainsi que le révèle la description du mécanisme de la polarisation, varie avec l'intensité du champ électrique extérieur. Le condensateur se transforme en « variconde », le condensateur variable le plus commode pour réaliser la modulation de fréquence, processus se déroulant dans tout poste de radio ou de télévision.

Dans bien des cas, la céramique ferro-électrique supplante le quartz. Elle permet de créer des sons plus forts, et aussi d'augmenter le coef-

ficient d'amplification des ultrasons. Mais le domaine où le quartz n'a pas de rivaux est celui de la stabilisation de la fréquence radio-électrique.

Dans la plupart des chapitres consacrés à l'électricité, on commence par parler des charges électriques produites quand on frotte des baguettes de verre ou d'ébonite, mais l'explication de ce phénomène est généralement passée sous silence. Et c'est dommage!

Soulignons tout d'abord que l'électrisation de diélectriques par frottement n'est pas (pas directement, en tout cas) liée à la polarisation, dont nous venons de parler. En réalité, la polarisation est la formation de charges électriques liées qui ont précisément ceci de particulier qu'on ne peut les « détourner » du diélectrique. Les charges créées sur la surface du verre ou de l'ébonite quand on les frotte avec une peau de chat sont incontestablement des charges libres et ce sont évidemment des électrons.

En gros, les choses se passent plus ou moins comme suit. Apparemment, l'insignifiante quantité d'électrons libres contenus dans un isolant est liée à ses molécules par des forces qui varient selon les diélectriques. Pour cette raison, si l'on met deux corps en contact étroit, les électrons passent de l'un à l'autre, et il y a électrisation. Cependant, mettre deux corps en « contact étroit », c'est en rapprocher leurs surfaces à une distance égale à l'espace interatomique. Comme il n'existe pas de surfaces absolument lisses dans la nature, le frottement aide à supprimer les rugosités de tous genres et augmente la surface de réel contact, en quelque sorte.

Le passage d'électrons d'un corps à l'autre s'effectue dans le cas de n'importe quelle paire de corps, qu'il s'agisse de métaux, de semi-conducteurs ou d'isolants, mais seuls ces derniers

sont électrisables, car c'est uniquement en eux que les charges créées demeurent là où elles sont passées d'un corps à l'autre.

On ne peut certes pas dire que cette théorie laisse un sentiment de réelle satisfaction. On ne comprend pas très bien en quoi l'ébonite, le verre et la peau de chat conviennent si bien. On pourrait encore poser une foule de questions auxquelles il n'y a pas de réponses claires.

LA CONDUCTION DES GAZ

Si l'on remplit de gaz un tube de verre muni d'électrodes soudées à l'intérieur et qu'on applique à celles-ci un courant électrique, on obtient un dispositif simple dont on peut se servir pour étudier la conductibilité des gaz. On peut changer de gaz, en modifier la pression, faire varier la tension du courant.

Les recherches sur la conductibilité des gaz ont joué un rôle immense dans le développement de nos connaissances sur la structure électrique de la matière. Les principaux travaux furent effectués au XIXe siècle.

La fig. 2.6 représente des tubes de formes diverses au moyen desquels les savants étudièrent les phénomènes considérés. Comme il ne reste plus guère de sculptures et tableaux anciens à vendre, les antiquaires font maintenant aussi commerce d'équipements de laboratoire, et l'on peut actuellement acquérir dans leurs boutiques (au prix fort, évidemment) l'un des rares exemplaires des tubes montrés sur la figure.

Dans les gaz, le courant électrique prend naissance parce que les molécules neutres se dissocient en anions et cations. De plus, les molécules ou les atomes sont susceptibles de perdre des électrons. Le courant est créé par un faisceau

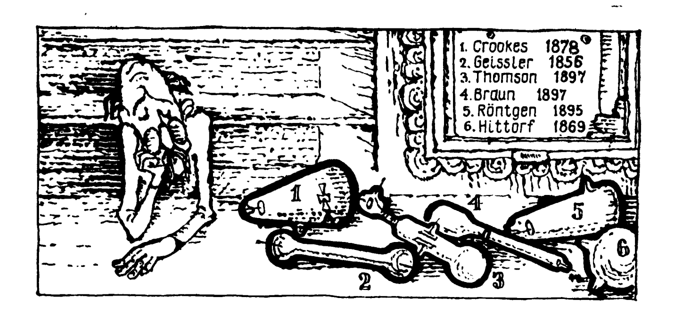


Fig. 2.6.

d'ions positifs et des faisceaux d'ions et d'électrons négatifs se dirigeant dans le sens opposé.

Pour rendre un gaz conducteur, il faut transformer les molécules ou atomes neutres en particules chargées. Ce processus peut avoir lieu sous l'effet d'un ioniseur ainsi que grâce aux collisions des particules de gaz entre elles. Comme mentionné précédemment, les sources d'ionisation extérieures comprennent divers rayons (ultraviolets, X, cosmiques et radioactifs). L'ionisation d'un gaz est également provoquée par une température élevée.

Le passage d'un courant à travers un gaz s'accompagne souvent d'effets lumineux. La nature de la luminescence dépend du gaz, de la pression et de la tension du courant. L'étude de cette luminescence a également joué un grand rôle dans l'histoire du développement de la physique, notamment en tant que source de données sur les niveaux énergétiques des atomes et les lois des rayonnements électromagnétiques.

La conductibilité d'un gaz n'obéit pas à la loi d'Ohm. Elle est caractérisée par la courbe tension-courant, appelée (tant dans le cas des gaz que dans celui de n'importe quel système

conducteur non subordonné à la loi d'Ohm) caractéristique tension-courant.

Considérons les phénomènes, caractéristiques de chaque gaz, qui se produisent lors d'une augmentation de la tension appliquée à un tube à décharge. Le comportement du gaz, dont nous allons donner la description, a lieu dans une large gamme de pressions. Nous ne laisserons de côté que les pressions très faibles auxquelles le libre parcours des molécules devient commensurable avec les dimensions du tube à décharge. Notre description ne concerne pas non plus les pressions très élevées auxquelles la densité des gaz se rapproche de celle des liquides.

Ainsi donc, appliquons à un tube à décharge une tension faible. En l'absence d'ioniseur, le courant ne traverse pas le tube. En présence d'un ioniseur, le gaz renferme des particules chargées (ions et électrons). Quand on applique un champ, celui-ci véhicule les particules vers les électrodes. La vitesse à laquelle les particules chargées se dirigent vers les électrodes dépend de nombreuses circonstances et surtout de l'intensité du champ et de la pression du gaz.

Au mouvement ordonné des ions et des électrons dû à l'effet d'une intensité électrique constante se superpose l'agitation thermique. Une particule accélérée par un champ électrique parcourt une distance restreinte. Son bref parcours se termine inévitablement par une collision qui, à vitesse réduite, s'effectue selon la loi du choc élastique.

La longueur moyenne du parcours libre est en premier lieu déterminée par la pression du gaz. Plus cette pression est élevée, plus court est le libre parcours et plus faible la vitesse moyenne du mouvement ordonné d'une particule. La tension appliquée au tube à décharge agit dans le sens contraire, augmentant la vitesse

moyenne du mouvement ordonné des particules.

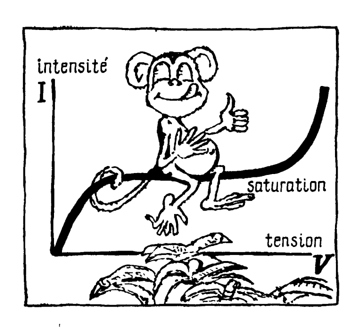
Si aucune tension n'était appliquée au tube, le gaz serait le siège des événements suivants: l'ioniseur créerait des ions, et les ions de signes différents, en se rencontrant, se recombineraient l'un avec l'autre. Comme une recombinaison résulte de la rencontre d'une paire de particules, la vitesse de la recombinaison est proportionnelle au carré du nombre de particules. Lorsque l'ioniseur fonctionne en permanence, un équilibre s'établit entre les deux processus. Il en est ainsi dans l'ionosphère qui entoure la Terre. Selon l'heure et la saison, le nombre de particules ionisées par centimètre cube varie d'un million à cent millions d'électrons et d'ions. Aussi le degré d'ionisation est-il d'environ un pour cent (qu'on se rappelle le nombre de molécules d'air par unité de volume aux hautes altitudes).

Revenons-en au gaz ionisé dans un tube sous tension électrique. Celle-ci perturbe évidemment l'équilibre, car une partie des ions atteignent les électrodes sans avoir eu le temps de se recombiner. A mesure que la tension augmente, le nombre des ions créés par unité de temps qui parviennent aux électrodes ne cesse de croître: le courant traversant le gaz augmente. Il en est ainsi jusqu'à ce que les recombinaisons n'aient plus le temps de se produire, de sorte que tous les ions créés par les ioniseurs arrivent aux électrodes. Il est évident qu'une nouvelle augmentation de la tension ne peut accroître le courant (courant de saturation, voir fig. 2.7).

L'intensité du champ à laquelle est atteint le courant de saturation est d'autant plus faible que le gaz est moins dense.

Le courant de saturation est égal à la charge des ions formés en une seconde par l'ioniseur dans le volume du tube. La valeur du courant de satu-

Fig. 2.7.



ration, qui n'excède généralement pas un microampère, dépend évidemment du nombre de projectiles destructeurs que le gaz reçoit de l'ioniseur.

Si l'on opère à un régime tel que la caractéristique tension-courant ne dépassant pas les limites du courant de saturation et qu'on protège le gaz contre l'effet d'un ioniseur extérieur, le courant cesse, auquel cas on a affaire à une décharge dans le gaz semi-autonome.

Si la tension continue d'augmenter, de nouveaux phénomènes se produisent. Il arrive un moment où la vitesse des électrons devient suffisante pour arracher des électrons aux atomes et molécules neutres. La tension appliquée au tube doit alors atteindre une valeur telle que l'électron ait le temps d'acquérir le long de son libre parcours une énergie suffisante pour ioniser une molécule. L'apparition de l'ionisation par choc influe sur la courbe courant-tension : le courant se met à croître, car une augmentation de tension signifie que le mouvement de l'électron s'accélère, ce qui entraîne, à son tour, un accroissement de son pouvoir d'ionisation et donc la création d'un grand nombre de paires d'ions et une intensification du courant. La courbe de la caractéristique tension-courant monte rapidement. Par comparaison avec le courant de saturation, l'in-

tensité du courant s'accroît de centaines, voire de milliers de fois. Le gaz devient lumineux.

Si l'on élimine maintenant l'effet de l'ioniseur extérieur, le courant ne cesse pas. Nous sommes passés dans le domaine de la charge autonome. La tension à laquelle se produit ce changement qualitatif est appelée tension disruptive ou d'amorçage de la décharge dans le gaz.

Le brusque accroissement du courant au-delà de cette limite critique s'explique par l'augmentation en avalanche du nombre de charges. Un électron formé détruit une molécule neutre et crée deux charges d'une énergie telle qu'elles peuvent dissocier une autre paire de molécules rencontrées en chemin. Il se forme quatre charges à partir de deux, huit à partir de quatre... On conviendra que le terme « avalanche » est parfaitement justifié.

On a élaboré une théorie quantitative qui prédit assez bien l'aspect des caractéristiques tension-courant des gaz.

LA DÉCHARGE AUTONOME

Il existe de nombreuses variétés de cette décharge. Nous n'en considérerons que quelques-unes.

Décharge par étincelles. L'étincelle qui jaillit entre deux électrodes est facile à observer dans les expériences les plus élémentaires. A cet effet, on doit rapprocher des fils sous tension suffisamment près l'un de l'autre. Qu'est-ce à dire au juste ? Dans le cas de l'air, l'intensité de champ doit être égale à 30 000 V/cm. Si la distance est d'un millimètre, une différence de potentiel de 300 V s'avère suffisante. Tout le monde a eu maintes fois l'occasion d'observer de petites étincelles en réparant une prise de courant, par exemple, ou en rapprochant accidentellement les

deux fils d'un accumulateur (à une distance égale à l'épaisseur d'une lame de rasoir).

La tension disruptive dépend de la densité du gaz. La forme des électrodes joue également un rôle.

L'étincelle provoque une disruption non seulement dans les gaz, mais aussi dans les liquides diélectriques et les solides. Un électricien doit connaître les tensions disruptives de tous les matériaux dont il se sert.

Il nous semble absolument évident aujourd'hui que l'éclair est une étincelle qui jaillit entre deux nuages chargés d'électricité de signes contraires. N'empêche qu'en son temps les physiciens M. Lomonossov (1711-1765) et B. Franklin (1706-1790) durent déployer pas mal d'efforts pour le prouver. Quant à G. Richman (1711-1753), qui travaillait avec Lomonossov, il paya de sa vie une tentative de détourner un éclair dans la Terre par une ficelle conductrice d'électricité (la queue d'un cerf-volant lancé durant un orage).

On peut citer des chiffres intéressants caractérisant la décharge par étincelle dans un éclair. La tension entre le nuage et la Terre atteint 10^8 à 10^9 V ; l'intensité du courant varie de quelques dizaines à des centaines de milliers d'ampères ; le diamètre du chemin lumineux est de 10 à 20 cm.

La durée d'un éclair n'excède pas une microseconde. On n'a aucune peine à calculer mentalement que les quantités d'électricité parcourant le chemin de l'éclair sont relativement faibles.

Le cinéma a permis de se livrer à une étude assez détaillée des éclairs. Très souvent, un éclair consiste en une série de décharges par étincelles, qui suivent le même trajet. L'éclair a une sorte de « leader », qui ouvre aux décharges électri-

ques le chemin le plus commode, toujours sinueux et ramifié.

On a souvent observé des éclairs sphériques. Malheureusement, on ne parvient pas à les reproduire au laboratoire. Il s'agit de boules lumineuses de plasma gazeux de 10 à 20 cm de diamètre. Elles se meuvent lentement et sont même parfois stationnaires. Elles existent quelques secondes, voire plusieurs minutes, avant de disparaître en explosant violemment. Il faut reconnaître qu'on n'a pas encore proposé de théorie exhaustive de cet intéressant phénomène.

Décharge en arc. Elle fut obtenue pour la première fois par V. Pétrov dès 1802. A cette fin, il mettait en contact deux morceaux de charbon auxquels était appliquée une puissante source de tension, puis écartait les électrodes. Ce procédé est encore employé de nos jours. Il est vrai qu'on utilise maintenant des charbons spéciaux préparés à partir de poudre de graphite comprimée. Le charbon positif brûle plus vite que le charbon négatif, de sorte que d'après l'aspect extérieur on peut immédiatement déterminer à quel charbon est appliqué le pôle positif: à l'extrémité de cette électrode se forme un creux (cratère). Dans l'air, à pression normale, la température du cratère atteint 4000°, et en augmentant la pression, on peut la faire monter jusqu'à près de 6000° (température de la surface du Soleil). L'arc entre des électrodes métalliques donne une flamme d'une température nettement inférieure.

La tension nécessaire au maintien d'une décharge d'arc est faible: de l'ordre de 40 à 50 V. Le courant peut atteindre des centaines d'ampères, car la résistance de la colonne gazeuse lumineuse est peu élevée.

Comment expliquer la grande conductibilité électrique des gaz à des tensions si faibles? Les

ions moléculaires subissent une accélération réduite, et leurs collisions ne peuvent donc jouer aucun rôle dans l'apparition d'un courant fort. Voici l'explication. Au début, au lieu d'un contact il se produit un fort échauffement, qui amorce un processus d'émission thermo-électronique : la cathode émet un grand nombre d'électrons. Soit dit en passant, il s'ensuit que seule la cathode doit avoir une température élevée, l'anode pouvant être froide.

Le mécanisme de la décharge en arc de ce type n'est pas du tout le même que dans la décharge par étincelles.

Sans doute est-il superflu de rappeler au lecteur la très grande importance de ce phénomène en pratique. La décharge en arc est utilisée en soudure, dans le découpage des métaux, ainsi qu'en électrométallurgie.

Décharge luminescente. Cette décharge autonome a également une grande importance pratique, car c'est celle qui s'effectue dans les tubes fluorescents. Un tube fluorescent est rempli de gaz (sous une pression nettement inférieure à la pression atmosphérique) de manière à assurer son fonctionnement dans les conditions d'une tension supérieure à celle d'amorçage. Le courant électrique dans les tubes fluorescents est produit par l'ionisation des molécules par les électrons, ainsi que si des électrons sont arrachés à la cathode du tube. Une lampe fluorescente ne s'allume pas immédiatement, apparemment parce que la première impulsion doit provenir de la petite quantité de particules chargées toujours présentes dans n'importe quel gaz.

Décharge en couronne. Elle s'observe à la pression atmosphérique dans un champ fortement inhomogène, par exemple à proximité de fils ou de cimes. Les intensités doivent être élevées : de l'ordre de millions de volts par mètre.

Peu importe quel pôle est appliqué à la cime. Il peut donc y avoir une couronne tant positive que négative. Comme l'intensité du champ est d'autant moindre que la cime est plus éloignée, la couronne disparaît à une faible distance. On peut dire qu'une décharge en couronne est une disruption incomplète de l'espace gazeux. La couronne est réalisée par les avalanches électroniques qui se meuvent soit vers la cime, soit de celle-ci vers l'espace extérieur. Il va de soi que dans le domaine de la couronne se trouvent, en plus d'électrons, des ions négatifs et positifs, qui résultent de la destruction de molécules neutres d'air. La couronne ne luit que dans le petit domaine voisin de la cime à l'intérieur duquel existe une avalanche électrique.

Les conditions atmosphériques, en premier lieu l'humidité, influent sur l'apparition de la couronne.

Le champ électrique atmosphérique peut faire apparaître des lueurs aux cimes des arbres et des mâts de navires. Autrefois, ce phénomène était désigné sous le nom de feu Saint-Elme. On le considérait comme un mauvais présage, ce que l'on peut expliquer d'une manière rationnelle par le fait qu'on l'observait peut-être précisément à l'approche d'un orage.

Mentionnons à ce propos un incident instructif arrivé récemment. Deux chercheurs amateurs, les époux Kirlian, étudiaient depuis de longues années le phénomène suivant. Une personne pose une main, réunie à une source de haute tension, sur une pellicule photographique séparée de la seconde électrode de ce circuit électrique par une couche d'isolant. Quand on branche la tension, sur la pellicule apparaît une image floue de la paume et des doigts de la main.

Ces expériences attirèrent l'attention des spécialistes de ce qu'on appelle la parapsycholo-

gie, que la plupart des physiciens et des psychologues considèrent comme une pseudo-science. Cette attention s'expliquait par le fait que les auteurs de cette découverte liaient l'aspect de la photographie à l'état psychique du sujet.

Le battage fait autour d'une interprétation aussi fantaisiste de ces expériences amena un groupe de physiciens et de psychologues travaillant dans des universités américaines à les vérifier soigneusement afin d'expliquer plus simplement le fait indéniable que l'aspect des photographies obtenues par ce procédé variait effectivement d'une personne à l'autre, voire chez la même personne selon les conditions d'obtention de la photographie.

Les chercheurs arrivèrent à la conclusion suivante : « Les photographies obtenues par la méthode des Kirlian représentent essentiellement l'image de la décharge en couronne se produisant durant l'exposition. La plupart des différences dans l'aspect des photographies s'expliquent par l'humidité de la main ainsi que par la teneur des tissus en eau. Au cours de l'exposition, l'humidité passe dans l'émulsion de la pellicule, modifiant le champ électrique et l'aspect de la photographie. »

Les chercheurs envisagent d'utiliser cette technique, qu'ils préfèrent appeler « photographie d'une décharge en couronne », pour « mettre en évidence et déterminer la quantité d'eau dans les objets tant vivants qu'inanimés ».

Ce fait intéressant, publié dans le numéro de décembre 1976 de la revue Scientific American, permet d'arriver à deux conclusions. La première, c'est que tout phénomène réel mérite notre attention et peut fort bien se révéler pratiquement utile. La seconde, c'est que s'il découvre un fait nouveau, un chercheur doit avant tout surmonter la tentation de lui donner une interprétation

incompatible avec les connaissances scientifiques modernes. C'est seulement après qu'on aura montré d'une manière exhaustive que les théories existantes ne sont pas en état d'expliquer tel fait nouveau que l'on pourra en soumettre la découverte au jugement des spécialistes.

On peut, en se rappelant une vieille anecdote, donner aux faits réels faussement expliqués le nom d'expériences avec des cafards. Voici l'anecdote en question: après avoir arraché les pattes à un cafard, on le pose sur une table à côté d'un cafard normal, et l'on frappe sur la table. L'insecte valide se sauve, tandis que « l'estropié » ne bouge évidemment pas de sa place. Conclusion: l'appareil auditif du cafard est dans ses pattes.

Chaque année, dans la presse, paraissent plusieurs articles décrivant des « expériences avec des cafards ». Nous estimons utile d'en prévenir le lecteur.

LA MATIÈRE À L'ÉTAT DE PLASMA

Le terme « plasmenzustand » fut proposé pour la première fois dès 1939 par deux savants allemands dans un article que l'auteur de ces lignes traduisit pour la revue soviétique « Les progrès de la physique ». Le terme semble avoir été choisi avec bonheur. Le fait est que le plasma n'est ni un solide, ni un liquide, ni un gaz. C'est un état particulier de la matière.

L'ionisation thermique d'un gaz, c'est-à-dire le détachement d'électrons des atomes et la dissociation des molécules neutres en ions, commence à des températures supérieures à 5000-6000°. Vaut-il alors la peine de discuter ce problème? Le fait est qu'il n'existe pas de matériaux capables de résister à de telles températures.

Cela vaut certainement la peine. La plupart des corps célestes, tel le Soleil, se trouvent à l'état de plasma ; l'ionosphère peut servir d'exemple de plasma. En utilisant des champs magnétiques, dits bouteilles magnétiques, on peut aussi confiner du plasma dans un petit volume au laboratoire. On peut aussi parler de plasma à décharge dans le gaz. Le degré d'ionisation d'un gaz dépend non seulement de la température, mais aussi de la pression. A une pression de 1 mm Hg, l'hydrogène est en fait entièrement ionisé à une température de 30 000°. Dans ces conditions, il ne reste plus qu'un atome neutre pour 20 000 particules chargées.

L'hydrogène à l'état de plasma est un mélange de particules de deux gaz (un « gaz » de protons et un « gaz » d'électrons) animées d'une agitation désordonnée et se heurtant mutuellement.

Un plasma formé à partir d'autres matières est un mélange de nombreux « gaz ». Il contient des électrons, des noyaux, divers ions, ainsi qu'une insignifiante quantité de particules neutres.

Selon que sa température ne dépasse pas des centaines de milliers de degrés ou atteint des millions de degrés, le plasma est qualifié de froid ou de chaud.

Mais il faut se montrer prudent avec la notion de température du plasma. La température, le lecteur le sait, est déterminée univoquement par l'énergie cinétique des particules. Dans un gaz constitué de particules lourdes et légères, l'équilibre ne s'établit que lorsque ces particules acquièrent la même énergie cinétique moyenne. Cela signifie que dans un gaz existant longtemps dans des conditions stables, les particules sont animées d'un mouvement lent ou rapide selon qu'elles sont lourdes ou légères. Le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre dépend de ce qu'il y avait « à l'origine » mais à conditions égales

il est d'autant plus long qu'est plus grande la différence de masse entre les particules.

Telle est précisément la situation à laquelle on se heurte dans un plasma. Le fait est que la masse de l'électron est près de 2000 fois inférieure à celle du noyau le plus léger. A chaque collision, un électron ne transmet à un noyau ou à un ion qu'une faible partie de son énergie. Les énergies cinétiques moyennes de toutes les particules ne s'égalisent qu'après un grand nombre de collisions. Un tel plasma est dit isotherme. C'est celui qui se trouve à l'intérieur du Soleil et des étoiles, par exemple. Le temps nécessaire à l'établissement d'un équilibre dans un plasma chaud varie de quelques fractions de seconde à plusieurs secondes.

Il en va autrement dans un plasma de la décharge dans le gaz (étincelle, arc, etc.). Dans ce cas, les particules, outre qu'elles se meuvent en désordre, créent un courant électrique. Un électron rapide, pendant qu'il se meut entre les électrodes, n'a tout simplement pas le temps de céder une grande partie de son énergie aux ions lents. Aussi, dans une décharge dans le gaz, la vitesse moyenne des électrons est-elle bien supérieure à celle des ions. Un tel plasma est dit non isotherme, et il faut le caractériser par deux (voire trois, si l'on tient compte des particules neutres) températures. La température électronique est évidemment bien plus élevée que l'ionique. Ainsi, dans une décharge en arc, la température électronique est de 10 000° à 100 000°, alors que la température ionique n'atteint qu'environ 1000°.

On peut décrire le comportement des particules dans un plasma au moyen des mêmes grandeurs dont on se sert dans la théorie cinétique des gaz. On a mis au point divers procédés qui permettent de déterminer directement ou indirecte-

ment la longueur et la durée du libre parcours des particules et la concentration des particules de diverses espèces.

Pour que le lecteur puisse se faire une idée des ordres de grandeurs auxquelles on se heurte, citons quelques chiffres décrivant un plasma à haute densité en ions hydrogène (10^{20} ions par mètre cube). Il s'avère que dans un plasma froid (10 000°), le parcours libre est de 0,03 cm, et sa durée, de $4 \cdot 10^{-10}$ s. Les valeurs correspondantes, si l'on porte la température de ce même plasma à 100 millions de degrés, deviennent $3 \cdot 10^{6}$ cm et $4 \cdot 10^{-4}$ s.

Quand on fournit de telles données, il faut obligatoirement préciser de quelles collisions il s'agit. Les valeurs mentionnées plus haut concernent des collisions entre électrons et ions.

Il est assez évident qu'un volume renfermant de nombreuses particules est électriquement neutre. Mais il se peut que nous nous intéressions au comportement d'un champ électrique en un point quelconque de l'espace. Ce comportement change rapidement et de beaucoup, car à côté de ce point filent tantôt des ions, tantôt des électrons. On peut calculer la vitesse de ces changements et la valeur moyenne du champ. Le plasma satisfait avec une très grande exactitude à la condition de neutralité. En toute rigueur, nous devrions cependant parler de quasi-neutralité.

Voici, en effet, ce que montre un calcul assez simple. Traçons dans le plasma un segment d'un centimètre de long. Calculons la concentration en électrons et en ions en chaque point de ce segment. L'existence d'une quasi-neutralité signifie que ces concentrations doivent être « presque » égales. Imaginons maintenant qu'un centimètre cube renferme une portion d'électrons « en trop » non neutralisée par des ions positifs. Il s'avère

que lorsque la densité des particules égale la densité de l'air atmosphérique à la surface de la Terre, il se forme sur le segment considéré un champ d'environ 1000 V/cm si la différence de concentration entre les ions et les électrons est égale à un milliardième de 1 % ! Voilà ce que signifie le mot « quasi » en l'occurrence.

Cependant, même une aussi insignifiante inégalité entre des charges de signes contraires ne dure qu'un très bref instant. Le champ formé expulse les particules excédentaires. Cet automatisme agit déjà dans des domaines se mesurant en millièmes de centimètre.

Nous reviendrons dans notre 4e livre sur le plasma confiné dans les bouteilles magnétiques. Le lecteur a sûrement entendu parler des installations du type « Tokamak », et il a même peut-être eu l'occasion d'en lire des descriptions. Toute une armée de savants s'emploient à les perfectionner. Le fait est que la possibilité de créer du plasma de très haute température peut amener la fusion de noyaux atomiques légers, qui s'accompagne d'un dégagement d'énergie colossale. Les physiciens ont réussi à réaliser ce processus dans la bombe H. Mais parviendra-t-on à produire du plasma doté d'une température assez élevée et d'une durée de vie suffisante pour permettre de réaliser une centrale thermonucléaire ? On ne connaîtra la réponse à cette importante question qu'à la fin de notre siècle.

LES MÉTAUX

La division des corps solides en diverses classes selon la grandeur de leur résistance électrique est déterminée par la mobilité des électrons.

Le courant électrique est un flux de particules chargées en mouvement. Dans le cas de flux d'ions ou d'électrons, le courant électrique est

littéralement visible, et il se manifeste aussi d'une manière parfaitement nette en traversant un liquide, car il se produit alors un dépôt de matière sur les électrodes. Pour ce qui est des corps solides, par contre, on ne peut se faire qu'une idée indirecte de ce que représente le courant qui les traverse.

Un certain nombre de faits permettent d'affirmer ce qui suit. Dans tout solide, les noyaux atomiques ne se déplacent pas. Le courant électrique est un flux d'électrons. Ceux-ci se meuvent sous l'effet de l'énergie fournie par la source de courant, qui crée un champ électrique à l'intérieur du solide.

La formule qui relie la tension et l'intensité d'un champ électrique reste valable pour n'importe quel conducteur. Aussi peut-on, en unifiant les formules données p. 12 et 21, écrire la loi d'Ohm pour un solide sous la forme

$$j = \sigma E$$

($\sigma = 1/\rho$ est la conductivité).

Les électrons d'un corps solide sont liés ou libres. Les premiers appartiennent à des atomes déterminés, les seconds forment une sorte de gaz électronique. Ces électrons peuvent se déplacer dans le solide. En l'absence de tension électrique, les électrons libres ont un comportement désordonné. La résistance électrique d'un corps est d'autant plus élevée que les obstacles au mouvement des électrons libres sont plus nombreux et qu'ils entrent plus souvent en collision avec des atomes immobiles et les uns avec les autres.

Dans un diélectrique, l'immense majorité des électrons sont liés à un atome ou à une molécule, et le nombre des électrons libres est infime.

Dans un métal, chaque atome cède un ou deux électrons, utilisables en commun, et c'est ce gaz électronique qui véhicule le courant.

En partant d'un modèle très grossier, on peut évaluer la valeur de la conductibilité électrique et vérifier ce modèle.

De même que nous l'avons fait à propos d'un gaz de molécules, supposons que chaque électron parvienne à effectuer sans collision un certain parcours l. La distance entre les atomes d'un métal est égale à quelques angströms. Il est logique de supposer que la longueur du libre parcours des électrons est de l'ordre de 10 Å, soit 10^{-7} cm.

Sous l'effet de la force accélératrice eE, le mouvement d'un électron jusqu'à une collision dure un temps l/v. En se servant des données fournies par l'étude de l'émission thermoélectronique, on peut estimer la vitesse *chaotique* v des électrons. Elle est de l'ordre de 10^8 cm/s.

Pour déterminer la vitesse du mouvement ordonné des électrons, c'est-à-dire de celui que crée le courant, il faut multiplier l'accélération eE/m par la durée du libre parcours. On admet ainsi que chaque collision arrête un électron, après quoi il commence à reprendre de la vitesse. Après multiplication, on obtient la vitesse du mouvement orienté des électrons qui crée précisément le courant :

$$u = \frac{eEl}{mv}.$$

Fixons-nous maintenant pour tâche de calculer la résistivité du métal. Si l'ordre de grandeur est correct, notre modèle convient.

Nous laisserons le lecteur comprendre lui-même que la densité du courant j peut s'écrire comme le nombre d'électrons par unité de volume multiplié par la charge d'un électron et la vitesse du mouvement ordonné : $j = neu$. En substituant dans cette formule la valeur de la vitesse du mouvement ordonné des électrons, nous obtenons

$j = \frac{ne^2l}{mv}E$, c'est-à-dire que la résistivité est

$$\sigma = \frac{ne^2l}{mv}.$$

Si l'on considère que chaque atome cède un électron utilisable en commun, il s'ensuit que le conducteur a une résistivité de l'ordre de 10^{-5} Ohm·m. C'est une grandeur tout à fait raisonnable! Elle confirme tant la justesse de notre modèle rudimentaire que celle du choix des valeurs des paramètres de notre « théorie ». Je mets ce dernier mot entre guillemets pour la seule raison qu'il s'agit d'une théorie assez grossière et élémentaire. Cependant, cet exemple illustre la typique approche physique de l'interprétation des phénomènes.

Selon la théorie du gaz électronique libre, la résistance électrique doit diminuer lorsque la température baisse. Mais que le lecteur ne se hâte d'attribuer cette circonstance à un changement de la vitesse chaotique du mouvement des électrons. En l'occurrence, cette vitesse n'intervient pas, car elle ne dépend que peu de la température. La diminution de la résistance est liée au fait que l'amplitude des oscillations des atomes décroît, ce qui entraîne un allongement du libre parcours des électrons.

On peut aussi interpréter ce fait en disant que lorsque l'amplitude des oscillations des atomes augmente, les électrons se dispersent davantage en tous sens. Il s'ensuit évidemment que la composante de la vitesse en direction du courant doit diminuer, c'est-à-dire que la résistance doit croître.

On explique aussi la diffusion accrue des électrons par l'augmentation de la résistance d'un métal (et pas seulement d'un métal) quand on lui ajoute des impuretés. Les atomes d'impuretés jouent en effet le rôle de défauts de la struc-

ture cristalline et contribuent par conséquent à la diffusion des électrons.

L'énergie électrique se transmet par conducteurs qui, à cause de leur résistance électrique, enlèvent une partie de cette énergie à la source de courant. La lutte contre les énormes pertes qui en résultent constitue une tâche technique de la plus haute importance, qu'on espère pouvoir mener à bien grâce à l'existence du remarquable phénomène de la supraconduction.

Le physicien hollandais Kamerlingh Onnes découvrit en 1911 qu'à une température proche du 0 absolu, la conductibilité électrique de certains corps tombe brusquement à une valeur presque nulle. Un courant électrique engendré dans un circuit supraconducteur y circulera pendant plusieurs journées de suite sans diminuer d'intensité. Parmi les métaux purs, c'est dans le niobium que la supraconduction se manifeste à la température la plus haute (9 K). Point n'est besoin de souligner avec quelle détermination une foule de savants s'emploient à rechercher des supraconducteurs capables d'acquérir cette remarquable propriété à une température plus élevée. Pour l'instant, les succès obtenus sont assez modestes. On a trouvé un alliage qui devient supraconducteur à une température d'environ 20 K.

On a cependant des raisons d'espérer qu'il sera possible d'élever cette limite (voire de la faire monter à la température ordinaire). Les recherches se poursuivent parmi des polymères spéciaux et de complexes matières stratifiées constituées de couches alternées de diélectrique et de métal. On saurait difficilement surestimer la portée de ce problème, dont je ne crains pas d'affirmer qu'il est l'un des plus importants de la physique moderne.

La recherche de matières acquérant la pro-

priété de supraconduction à une température suffisamment élevée a pris une grande ampleur depuis que l'élaboration de la théorie de ce phénomène a permis d'orienter les travaux dans des voies prometteuses.

Fait caractéristique, une période très longue a séparé la découverte du phénomène de son explication. La théorie fut créée en 1957. A noter que les lois de la physique quantique dont on se servit pour élaborer la théorie de la supraconduction furent établies dès 1926. On peut donc en conclure que cette théorie était loin d'être simple. Dans le présent ouvrage, j'ai dû me borner à commencer mon explication au milieu de l'histoire, pour ainsi dire. Il se trouve qu'à mesure que les oscillations du réseau cristallin se ralentissent, certains électrons parviennent à « s'apparier ». Un tel couple a un comportement concerté. Quand il se dissocie en atomes (c'est précisément cette dissociation, on l'a vu, qui est responsable de la résistance), le rebondissement de l'un de ses membres est compensé par le comportement de son « compagnon », en ce sens que l'impulsion globale du couple d'électrons reste inchangée. De la sorte, la diffusion des électrons ne s'arrête pas, mais cesse d'influer sur le passage du courant.

En plus d'électrons appariés, un supraconducteur renferme aussi du gaz électronique ordinaire. Il est donc constitué de deux fluides en quelque sorte: l'un ordinaire, l'autre supraconducteur. Si la température du supraconducteur commence à monter au-dessus de zéro, l'agitation thermique rompt un nombre toujours croissant de couples d'électrons, et la quantité de gaz électronique ordinaire augmente jusqu'à ce que soit atteinte une certaine température critique à laquelle les derniers électrons appariés finissent par disparaître.

Nous nous sommes servis d'un modèle de deux fluides, ordinaire et particulier, pour expliquer dans notre 2e livre le phénomène de superfluidité tel qu'on l'observe dans l'hélium liquide. Ces deux phénomènes sont étroitement apparentés: la supraconductivité est la superfluidité du fluide électronique.

Le couple d'électrons dont nous venons de parler a un spin total nul. Les particules dont le spin est nul ou égal à un nombre entier sont appelées bosons. Dans certaines conditions, les bosons peuvent se rassembler en grands nombres sur un même niveau énergétique. Dans ce cas, leur mouvement devient idéalement concerté et rien ne peut gêner leur déplacement. Nous reviendrons sur ce phénomène dans notre 4e livre.

ÉMISSION D'ÉLECTRONS PAR UN MÉTAL

Comme une partie des électrons se comporte à l'instar d'un gaz de particules rapides, il est naturel de s'attendre que les électrons soient capables de se frayer un chemin jusqu'à la surface d'un métal. Pour pouvoir quitter un métal, un électron doit surmonter la force d'attraction des ions positifs, en fournissant pour y parvenir ce qu'on appelle un travail de sortie.

La vitesse cinétique des électrons est d'autant plus grande que la température du métal est plus haute, et si on le chauffe jusqu'à l'incandescence, les électrons peuvent s'en échapper en nombre considérable.

On peut étudier le phénomène d'émission thermo-électronique (ou thermoïonique) au moyen d'une expérience simple, en soudant une électrode supplémentaire dans une ampoule électrique. En se servant d'un appareil suffisamment

sensible, on peut mesurer la quantité du courant électrique créé du fait qu'une partie des électrons qui « se volatilisent » atteignent l'électrode (une partie seulement et non tous, car les électrons s'échappent du filament sous des angles différents).

Si l'on veut évaluer le travail de sortie, il convient de recourir à une tension « de barrage », c'est-à-dire de relier à l'électrode soudée le pôle négatif d'un accumulateur. En augmentant progressivement la tension, on finit par atteindre une valeur à laquelle les électrons ne parviennent déjà plus à atteindre l'électrode.

Dans le cas du tungstène, le travail de sortie des électrons est d'environ 5 eV, mais on peut au besoin, en se servant de revêtements spéciaux, le réduire à 1 eV.

Qu'est-ce au juste que l'électron-volt? On comprend aisément que cette unité équivaut à l'énergie acquise par un électron accéléré sous une différence de potentiel de 1 V. Un électron-volt vaut $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ joules. Bien que les vitesses thermiques des électrons soient assez élevées, la masse d'un électron est très faible. Aussi la hauteur indiquée de la barrière est-elle considérable. La théorie et l'expérience montrent que l'émission d'électrons dépend grandement de la température. Une augmentation de celle-ci de 500 à 2000 K entraîne un accroissement du courant d'émission de plusieurs milliers de fois.

L'émission électronique par un métal grâce à l'agitation thermique est un processus pour ainsi dire naturel, mais on peut aussi arracher des électrons à un métal.

On peut le faire en bombardant le métal par des électrons. Ce phénomène, appelé émission secondaire d'électrons, est utilisé pour multiplier les électrons dans les appareils techniques.

Infiniment plus importante est l'émission électronique par des solides sur lesquels tombe un flux lumineux. Il s'agit de ce que l'on appelle l'effet photo-électrique.

PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES

Il y a plus de 150 ans (il s'agit d'un instant pour l'évolution de l'humanité, mais presque d'une éternité pour le développement de la science), on découvrit un fait simple. Si l'on formait un circuit électrique avec un fil de cuivre et un fil de bismuth soudés en deux endroits, il y circulait un courant électrique, mais seulement si l'une des soudures était plus chaude que l'autre. Ce phénomène est appelé thermo-électricité.

Qu'est-ce qui oblige donc les électrons à circuler le long d'un conducteur composé? Les choses ne sont pas si simples. La force électromotrice apparaît grâce à deux circonstances. La première est l'existence d'un champ électrique de contact, la seconde, celle d'un champ électrique thermique.

Nous avons vu précédemment que la sortie d'un électron d'un métal exigeait un certain travail. Il est naturel de supposer que ce travail de sortie A varie d'un métal à l'autre. S'il en est ainsi, entre deux métaux soudés doit apparaître une différence de potentiel égale à

$$\frac{1}{e}(A_1 - A_2).$$

On peut s'assurer expérimentalement de l'existence d'une tension de contact. Mais en soi, cette tension est incapable de causer l'apparition d'un courant électrique dans le circuit fermé. Le fait est que celui-ci comporte deux soudures, et les tensions de contact s'annulent mutuellement. Mais pourquoi la différence de températu-

re entre les soudures crée-t-elle une force électromotrice ? La réponse nous est suggérée par la logique. La tension de contact dépend apparemment de la température. Le chauffage de l'une des soudures rend les tensions inégales et provoque l'apparition d'un courant. Mais il faut aussi prendre un autre phénomène en considération. Il est parfaitement naturel de supposer l'existence d'un champ électrique entre les extrémités d'un conducteur s'il y a entre elles une différence de température. En effet à une température plus élevée les électrons se meuvent plus vite. La diffusion de charges électriques ainsi amorcée se poursuivra jusqu'à la création d'un champ qui équilibrera la tendance à une répartition uniforme.

Les expériences ne laissent subsister aucun doute : les deux phénomènes ont lieu simultanément et on doit les prendre l'un et l'autre en considération pour créer une théorie.

Les forces thermo-électromotrices sont minimes : de l'ordre de quelques millivolts à des différences de température de 100°. Mais de telles tensions sont faciles à mesurer. Aussi l'effet thermo-électromoteur est-il utilisé pour mesurer les températures. Il n'est pas question d'introduire un thermomètre de verre dans du métal en fusion. C'est précisément dans les cas de ce genre que le thermocouple (tel est le nom du couple thermo-électrique servant au repérage des hautes températures) s'avère un excellent instrument. Le thermocouple présente d'ailleurs de nombreux autres avantages. Combien importante est la possibilité de mesurer les températures à de grandes distances ! Et la sensibilité ! Les mesures électriques sont très précises, et le thermocouple permet de mesurer des différences de température de quelques millioniėmes de degré.

Cette haute sensibilité permet d'utiliser les

thermoéléments pour mesurer les flux thermiques émanant d'objets éloignés. Le lecteur peut lui-même supputer les possibilités d'un thermoélément. Il suffit de dire que des dixièmes d'erg par seconde ne constituent pas une limite pour cet instrument.

De même que les accumulateurs, les thermoéléments sont parfois réunis en batteries. Si l'on a besoin d'une énergie peu élevée, une telle batterie peut servir de génératrice d'énergie utilisable dans les radiocommunications.

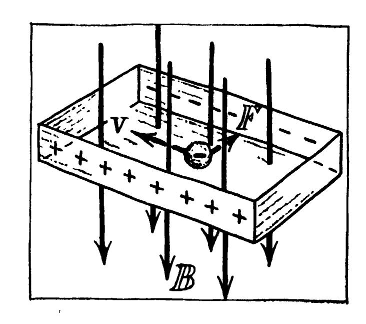
LES SEMICONDUCTEURS

Par les valeurs de leur résistance, de nombreuses matières — éléments et composés chimiques — occupent un intervalle extrêmement large entre les conducteurs et les diélectriques. L'existence de telles matières est connue depuis très longtemps. Mais il y a une trentaine d'années, personne, sans doute, n'aurait pu prévoir que la physique des semiconducteurs donnerait naissance à une branche industrielle dont il est difficile de surestimer l'importance. N'étaient les semiconducteurs, les machines à calculer électroniques, téléviseurs et magnétophones modernes n'existeraient pas, et la radiotechnique actuelle serait inconcevable.

La conductivité des isolants varie de 10^{-8} à 10^{-18} $\text{mho}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$, celle des métaux, de 10^2 à 10^4 de ces mêmes unités. La conductivité des semiconducteurs se situe entre ces deux intervalles. Mais ce n'est pas seulement à la valeur de sa conductivité que l'on reconnaît un semiconducteur.

De même que dans le cas d'un métal, la circulation d'un courant dans un semiconducteur ne s'accompagne d'aucun changement chimique. C'est donc que les ions d'un semiconducteur qui

Fig. 2.8.



forment la structure de son réseau cristallin ne se déplacent pas sous l'effet d'un champ. Par conséquent, comme dans les métaux, la conductibilité doit être attribuée à un mouvement d'électrons.

Bien que cette circonstance paraisse aller de soi, à l'aube de l'étude des semiconducteurs, les physiciens décidèrent de vérifier à tout hasard par quelles charges était véhiculé le courant. Dans le cas des corps solides, on peut effectuer cette vérification en se servant de l'effet Hall.

Au chapitre suivant, je rappellerai au lecteur que sous l'effet d'un champ magnétique, les particules positives et négatives dévient, et, qui plus est, dans des sens différents. Si à un corps solide à l'intérieur duquel se meuvent des charges on donne la forme d'une plaque et qu'on la place dans un champ magnétique convenablement orienté, une différence de potentiel apparaît entre les bords de la plaque (fig. 2.8).

Quelle ne fut pas la surprise des physiciens quand ils s'aperçurent de l'existence de corps qui, quand on les étudiait d'après le schéma indiqué, se comportaient comme si le courant était véhiculé par des particules positives dans certains cas, négatives dans d'autres. Il n'est guère difficile de donner un nom à ce comportement. La

conductibilité est dite positive (de type *p*) dans les premiers cas, négative (de type *n*) dans les seconds. Mais l'essentiel est d'expliquer la raison de cet état de choses. Il n'est pas douteux, en effet, qu'à l'intérieur d'un semiconducteur se meuvent des électrons. Comment sortir de cette contradiction? Comment expliquer la conductibilité positive?

Imaginez un rang de sportifs. Pour une raison quelconque, l'un d'eux en sort, laissant une place libre. Disons qu'il s'est ainsi formé un « trou », même si ce mot manque d'élégance. Pour aligner le rang, ordre est donné au voisin du « trou » d'occuper la place vacante. Mais il est clair qu'il se formera alors une nouvelle lacune. On peut aussi l'occuper en ordonnant au sportif suivant de se mettre à la place du « trou ». Si les sportifs se déplacent de droite à gauche, le « trou » circule de gauche à droite. Ce schéma explique précisément la conductibilité positive des semiconducteurs.

La concentration des électrons libres dans les semiconducteurs est très faible. Aussi la valeur même de la conductibilité (qu'on se rappelle la formule de la densité de courant donnée précédemment) suggère-t-elle que la plupart des atomes d'un semiconducteur sont des atomes neutres et non des ions. Cependant, un semiconducteur n'est tout de même pas un diélectrique. C'est donc qu'un petit nombre des électrons sont libres et se déplacent comme dans un métal, créant une conductibilité négative, c'est-à-dire électronique. Mais un ion positif entouré d'atomes neutres se trouve dans un état instable. Dès qu'on applique un champ électrique au corps solide, l'ion positif cherche à « capturer » un électron de son voisin, et l'atome voisin en fait autant. L'ion positif est analogue à un « trou ». La capture d'électrons peut l'emporter

sur le mouvement des électrons libres. Ainsi apparaît une conductibilité positive ou par trous.

Mais peut-être le lecteur ne trouvera-t-il pas ce modèle à son goût. Je puis en proposer un autre. Comme nous l'avons dit précédemment, l'énergie des particules se quantifie. Telle est la loi fondamentale de la nature. Tous les phénomènes dont un semiconducteur est le siège s'expliquent parfaitement si l'on admet que, de même que dans l'atome, les électrons sont aussi répartis par niveaux énergétiques dans un corps solide. Mais comme dans un tel corps les électrons sont très nombreux, les niveaux se réunissent en quelque sorte en bandes (ou zones) énergétiques.

L'interaction des électrons internes est faible, de sorte que ces bandes sont étroites. Les électrons internes ne sont pratiquement pas influencés par le fait que les atomes auxquels ils appartiennent font partie du corps solide.

Mais il en va autrement des électrons périphériques. Ce sont leurs niveaux qui forment les bandes. La largeur de celles-ci et les intervalles qui les séparent varient d'un corps à l'autre.

Ces faits expliquent parfaitement la division des corps solides, selon leur conductibilité électrique, en métaux, semiconducteurs et isolants (fig. 2.9). Quand une bande est entièrement remplie d'électrons et que la distance jusqu'à la bande supérieure vide est grande, le corps est un isolant. Si la bande supérieure est partiellement remplie d'électrons, on a affaire à un métal, car tout champ électrique tant soit faible peut faire passer un électron à un niveau énergétique un peu plus haut. Un semiconducteur est caractérisé par le fait que sa zone supérieure est séparée par un petit intervalle de la zone inférieure la plus proche. A la différence des isolants et des métaux, dans le cas des semiconducteurs, l'agitation thermique est capable de faire passer des électrons

d'une zone à l'autre. En l'absence de champ, il s'effectue autant de transitions vers le haut que vers le bas. Une élévation de température entraîne seulement un accroissement de la concentration des électrons dans la bande supérieure.

Mais que se passe-t-il si l'on applique un champ à un semiconducteur ?

A présent, l'électron libre situé dans la bande supérieure se met en mouvement et apporte sa contribution à la conductibilité négative. Mais l'équilibre des transitions vers le haut et vers le bas se trouve rompu. Aussi dans la bande inférieure se forme-t-il un trou qui, sous l'effet du champ, se déplace dans le sens opposé. De tels semiconducteurs ont qualifiés de mixtes.

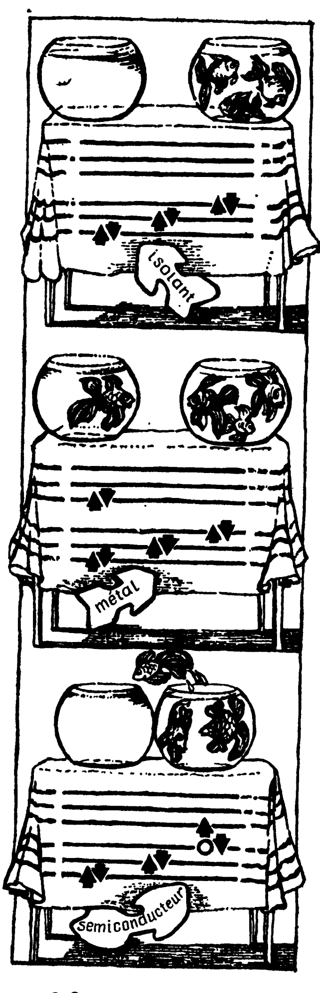


Fig. 2.9.

La théorie des bandes est d'une grande élégance. Le lecteur ne doit pas croire le modèle décrit artificiel et tiré par les cheveux. Il est simple et explique nettement la principale différence entre

un métal et un semiconducteur, à savoir leur comportement particulier en fonction de la température. A mesure que celle-ci monte, on l'a vu au paragraphe précédent, la conductibilité électrique d'un métal baisse : les électrons se heurtent plus souvent à des obstacles. Dans un semiconducteur, au contraire, une élévation de température entraîne une augmentation du nombre d'électrons et de trous, et donc de la conductibilité. Comme le montrent les calculs, cet effet dépasse largement la diminution de conductibilité due aux collisions contre des obstacles.

En technique, ce sont surtout les conducteurs contenant des impuretés qui ont de l'importance. Dans ce cas, on parvient à créer des corps dotés d'une seule conductibilité : soit positive, soit négative. L'idée est extrêmement simple.

Les semiconducteurs les plus répandus sont le germanium et le silicium, tous deux tétravalents. Chaque atome est lié à quatre de ses voisins.

Un germanium idéalement pur est un semiconducteur de type mixte. Le nombre de trous et d'électrons par cm^3 est très petit, puisqu'il n'excède pas $2{,}5 \cdot 10^{13}$ à la température ordinaire, soit environ un électron libre et un trou pour un milliard d'atomes.

Substituons maintenant un atome d'arsenic à l'un des atomes de germanium. L'arsenic est pentavalent. Quatre de ses électrons assureront la liaison avec les atomes de son « hôte », le germanium, mais le cinquième sera libre. Ce matériau aura une conductibilité électronique (négative), car il est évident que l'apparition de l'atome d'arsenic n'entraînera pas une formation de trous.

Lorsque l'addition d'arsenic est absolument insignifiante (un atome pour un million), la

conductibilité du germanium augmente déjà de mille fois.

On comprend fort bien que pour transformer le germanium en conducteur de type *p*, il faut substituer à l'un de ses atomes un atome trivalent, d'indium, par exemple.

Cette fois, les choses se passent comme suit. L'atome de germanium voisin de l'atome d'indium se transforme en ion positif, car il est bon gré mal gré obligé d'entrer en liaison avec l'atome d'indium, auquel il manque un électron. Mais nous savons déjà qu'un ion positif joue le rôle d'un trou. Sous l'effet d'un champ, le « trou » se déplace, et il n'y a pas de mouvement d'électrons libres.

Il n'y a pas lieu de s'étonner de l'énorme influence exercée par l'industrie des semiconducteurs sur la technique de croissance de cristaux purs. Comment pourrait-il en être autrement si l'addition de quelques millionièmes d'impuretés joue un rôle aussi décisif?

On aurait tort de croire à l'absence de conductibilité par trous dans les conducteurs de type *n*. Les trous y sont présents, mais leur nombre est nettement inférieur à celui des électrons libres, aussi ces derniers sont-ils les porteurs majoritaires du courant, tandis que les trous, qui sont peu nombreux, en sont les porteurs minoritaires. Dans les semiconducteurs de type *p* c'est évidemment l'inverse.

LA JONCTION *p-n*

Maintenant que nous avons compris ce que sont les semiconducteurs de type *p* et *n*, penchons-nous sur un effet intéressant très important pour l'électronique moderne, qui se manifeste dans la roue de la jonction entre semiconducteurs de type *p* et *n*. On a créé toute une classe d'appa-

reils dont le fonctionnement est fondé sur la jonction *p-n*. Que se passera-t-il si l'on prend deux plaques de sections identiques, à bouts polis avec le plus grand soin, dont l'une est en germanium dopé par addition d'indium (semiconducteur de type *p*) et l'autre en germanium dopé par addition d'arsenic (semiconducteur de type *n*), et qu'on les joigne bout à bout en les serrant fortement l'une contre l'autre ? En fait, on obtient alors un cristal de germanium avec un excès d'électrons libres dans une moitié et un excès de trous dans l'autre.

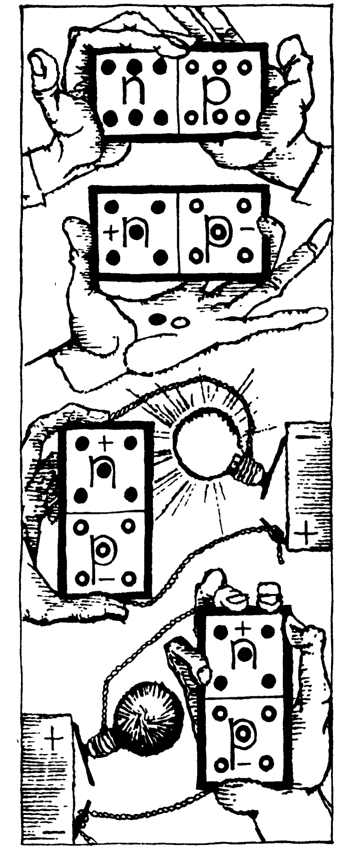


Fig. 2.10.

Pour ne pas compliquer les choses, négligeons les porteurs de courant minoritaires. Au moment initial (fig. 2.10, en haut), les deux moitiés du cristal sont électriquement neutres, mais la partie *n* renferme (malgré la neutralité électrique) un excès d'électrons (points noirs), tandis que la partie *p* contient un excès de trous (petits cercles).

Les électrons comme les trous peuvent librement traverser la limite de séparation. La cause

de la transition est exactement la même que dans le cas du mélange de deux gaz contenus dans deux vases communicants. Mais, à la différence des molécules de gaz, les électrons et les trous sont capables de se recombiner.

Nous avions six points noirs à gauche et six cercles à droite. Dès le début de la transition, un cercle et un point s'annihilent. Sur le schéma suivant, on voit que dans la partie gauche il reste moins d'électrons qu'il n'en faut pour que cette moitié du « sandwich » soit électriquement neutre ; la partie droite a un cercle en moins.

En enlevant un électron à la moitié gauche, nous l'avons chargée positivement, et pour la même raison la partie droite a acquis une charge négative.

Les trous et électrons suivants ont déjà plus de mal à traverser la limite de séparation, car ils doivent se mouvoir contre le champ électrique qui s'est formé. La transition se poursuivra jusqu'à ce que l'agitation thermique devienne capable de franchir la barrière énergétique toujours plus haute, après quoi il s'établira un équilibre dynamique.

Que se passera-t-il si l'on applique une tension au « sandwich » *p-n* (troisième schéma à partir du haut) ? Dans ce cas, on transmettra aux porteurs de courant une énergie supplémentaire qui leur permettra de franchir la barrière.

Si, par contre, on applique un pôle positif à la partie *n*, les trous et les électrons demeurent incapables de franchir la barrière.

Ainsi donc, une jonction *p-n* possède les propriétés d'un redresseur.

On utilise actuellement des redresseurs (diodes), dont nous avons expliqué le principe de fonctionnement, dans les domaines techniques les plus divers.

Notre schéma est extrêmement rudimentaire.

Il ne montre pas d'une façon tant soit peu détaillée le comportement des trous et des électrons capables de franchir la barrière sans recombinaison, et, surtout, il néglige le courant des porteurs minoritaires, à cause duquel le « sandwich » *p-n* ne redresse pas entièrement le courant. En réalité, dans le schéma du bas, lors de l'application d'une tension, un faible courant passe tout de même.

Décrivons maintenant plus en détail les événements qui se produisent à la limite de séparation lors de l'établissement d'un équilibre dynamique.

Rejetons l'hypothèse admise plus haut et rappelons-nous l'existence des porteurs minoritaires.

L'équilibre dynamique s'établit comme suit. Du fond du cristal *p*, toujours plus près de la limite de séparation, le courant de trous se met à croître. Apportent leur contribution à ce courant ceux des trous qui ont le temps de parvenir jusqu'à la jonction *p-n* et de la franchir sans se recombiner avec des électrons.

Il est évident que ces trous doivent en outre posséder une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel.

Après avoir traversé le domaine de la jonction, ce courant s'atténue progressivement à cause de la recombinaison avec des électrons. Dans le même temps, du fond de la partie *n* le courant de trous s'accroît dans le sens opposé. Les trous dans ce domaine sont bien moins nombreux ; en revanche, ils n'ont pas besoin de franchir la barrière pour s'introduire dans le domaine *p*. On peut dire que la barrière se réarrange de manière que les courants direct et inverse se compensent.

Tout ce qui précède est également valable pour le courant électronique. A vrai dire, les grandeurs des courants de trous et électronique peu-

vent différer considérablement du fait que les régions *p* et *n* sont inégalement dopées et ne renferment donc pas le même nombre de porteurs libres. Si, par exemple, les trous sont bien plus nombreux dans la région *p* que les électrons dans la région *n*, le courant de trous sera de beaucoup supérieur au courant électronique. Dans ce cas, la région *p* et la région *n* sont respectivement appelées émetteur de porteurs de courant libres et base.

Cette description plus détaillée des événements se produisant à la limite de séparation *p*-*n* permet de comprendre que le redressement du courant ne peut être complet.

Le fait est que si l'on relie le pôle positif au cristal *p*, la barrière s'abaisse. La tension accélère les électrons. Si l'on relie le pôle positif à la partie *n*, le champ créé par la source d'électricité prend le même sens que le champ de la barrière. Le champ dans la jonction augmente. A présent, le nombre d'électrons capables de franchir la barrière de même que le nombre de trous capables de passer dans le sens inverse diminuent. D'où une augmentation de la résistance dans la région de la jonction, qui conduit à ce que l'on appelle une caractéristique tension-courant asymétrique.

Ainsi donc un examen plus approfondi montre nettement pourquoi le redressement se produisant dans la couche de transition n'est pas complet.

CHAPITRE 3

L'ÉLECTROMAGNÉTISME

LA MESURE DU CHAMP MAGNÉTIQUE

L'interaction de tiges et d'aiguilles de certains minerais de fer est connue depuis très longtemps. Ces objets se distinguaient par une propriété particulière : l'une des extrémités de l'aiguille pointait vers le nord. De la sorte, on pouvait attribuer deux pôles à l'aiguille : sud et nord. On prouvait aisément que des pôles de même nom se repoussaient, tandis que des pôles de noms contraires s'attiraient.

William Gilbert (1544-1603) soumit le comportement de ces corps particuliers, auxquels on donna le nom d'aimants, à une étude approfondie. Les lois de leur comportement en divers points du globe ainsi que les règles de leur interaction furent élucidées.

Dans un petit article de tout juste quatre pages paru le 21 juillet 1820 à grand renfort de publicité sous le titre extrêmement curieux de « Expériences relatives à l'action d'un conflit électrique sur une aiguille aimantée », le physicien danois Œrsted annonça avoir remarqué (pour être précis, le phénomène attira en premier l'attention d'un des élèves d'Œrsted durant un cours de celui-ci) qu'une aiguille aimantée déviait si on la plaçait à côté d'un fil parcouru par un courant électrique.

Cette découverte fut suivie de près par une autre. Le remarquable physicien français André-Marie Ampère (1775-1836) s'aperçut de l'interaction des courants électriques.

Ainsi les aimants agissent sur d'autres aimants

et courants, et ces derniers, sur d'autres courants et aimants.

Pour décrire ces interactions, de même que les interactions électriques, il est commode de se servir de la notion de champ. Disons que les courants électriques ainsi que les aimants naturels et artificiels créent des champs magnétiques.

A noter que la réalité de l'existence de champs électriques et magnétiques, autrement dit, le fait que le champ est une forme de matière, ne se démontre que par l'étude des champs alternatifs. Pour l'instant, le champ pour nous n'est qu'une notion commode, sans plus. Le fait est que même si les sources d'un champ magnétique sont dissimulées derrière un paravent, nous n'en sommes pas moins en mesure de juger de sa présence dans l'espace par les effets qu'il exerce.

A l'existence d'un champ magnétique réagissent les mêmes systèmes qui le créent, c'est-à-dire qu'un champ magnétique agit sur les aiguilles aimantées et les courants électriques. La première tâche du chercheur qui étudie le magnétisme consiste à explorer l'espace dans lequel existe un champ magnétique. En caractérisant un champ électrique, nous déterminions en chacun de ses points la force agissant sur une charge unitaire. Mais comment procéder pour décrire un champ magnétique?

Dans le cas général, une petite aiguille aimantée se comporte d'une manière assez compliquée. Elle se tourne d'une certaine façon, mais il arrive qu'elle effectue un mouvement de translation. Pour caractériser un champ magnétique, il ne faut pas donner à l'aiguille la possibilité de se déplacer. Il convient de déterminer en premier lieu dans quelle direction pointe son pôle nord (c'est-à-dire celle de ses extrémités qui, en l'absence de

courants et d'objets aimantés, se dirige vers le nord terrestre).

Nous avons expliqué précédemment qu'un procédé graphique commode pour décrire un champ électrique consiste à faire usage des lignes de force. La direction de ces lignes indique où dévie la charge positive, et leur nombre correspond à la valeur de l'intensité. On peut procéder d'une façon analogue en décrivant un champ magnétique. L'extrémité d'une aiguille aimantée tournant librement autour de son axe indique la direction des lignes de force (d'induction comme on les appelle actuellement) du champ magnétique.

Mais que prendre comme mesure de l'« intensité » du champ magnétique ? On peut évidemment mesurer au moyen d'un dispositif simple le moment de la force qui agit sur l'aiguille aimantée, mais il vaut sans doute mieux chercher un autre procédé. Le fait est qu'une aiguille aimantée est une « chose en soi » en quelque sorte. En faisant des expériences avec une aiguille aimantée, nous devons chercher deux mesures en même temps: celle de l'intensité du champ magnétique et celle qui caractérise l'aiguille. Les physiciens préfèrent éviter une telle situation. Il vaut mieux chasser d'abord un lièvre, puis l'autre.

Réservons pour l'instant à l'aiguille aimantée la fonction de déterminer le diagramme des lignes d'induction. Pour introduire la mesure quantitative de l'intensité du champ magnétique, servons-nous d'une expérience d'Ampère, qui découvrit dès 1820 que le comportement d'un cadre plat parcouru par un courant ressemblait beaucoup à celui d'une aiguille aimantée. En effet, le cadre se met en croix avec l'aiguille aimantée, c'est-à-dire s'oriente le long des lignes d'induction. Le rôle du pôle nord est tenu par le côté

du cadre où, quand on le regarde, on voit le courant se diriger dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.

A la différence d'une aiguille aimantée, le circuit du courant peut être caractérisé sans difficulté. Ses propriétés sont univoquement déterminées par l'intensité du courant, la surface du circuit et la direction de la normale à la surface. Il y a lieu de croire qu'un tel circuit constituera un appareil satisfaisant pour « explorer » le champ magnétique.

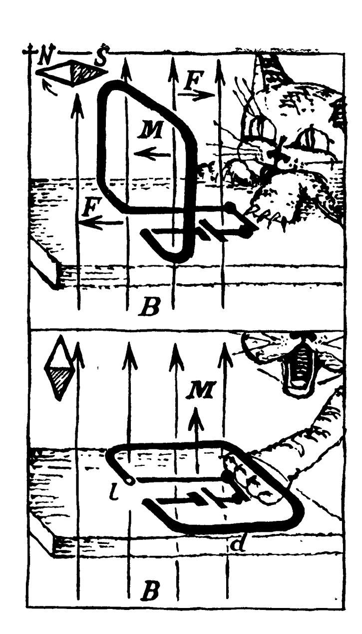
Ainsi nous décidons de prendre pour mesure d'intensité du champ magnétique le couple agissant sur le circuit du courant. On aurait tort de penser qu'un tel appareil soit moins commode qu' une aiguille aimantée. Un bon expérimentateur peut confectionner un cadre d'une surface minuscule et trouver un procédé simple pour équilibrer par la compression d'un ressort calibré le couple effectué par le champ.

Il nous faut en premier lieu élucider le comportement de divers circuits d'essai en quelque point déterminé du champ magnétique constant.

Notre recherche révèle que le moment de la force est proportionnel au produit de l'intensité du courant par la surface du circuit. Le circuit d'essai se caractérise donc non pas par sa surface et par l'intensité du courant par elles-mêmes, mais par leur produit.

En plus de ce produit, nous devons connaître la disposition de la normale du circuit par rapport à la direction du champ. Le fait est que le circuit se comporte à l'instar d'une aiguille aimantée. De la sorte, si l'on dispose le circuit de façon que sa normale positive (c'est-à-dire le vecteur sortant du côté nord) regarde le long des lignes d'induction, il conservera cette position (le moment de la force est nul) (fig. 3.1, en bas).

Fig. 3.1.



Si on le dispose de manière que la normale soit perpendiculaire aux lignes d'induction, le moment de la force sera maximal (fig. 3.1, en haut).

Il découle de tout ce qui précède qu'on a intérêt à introduire une nouvelle notion, dont nous comprendrons plus loin la grande importance. Nous caractériserons le circuit du courant par le vecteur M, que nous appellerons moment magnétique (fig. 3.1). La valeur du moment magnétique est considérée comme égale au produit de l'intensité du courant I par la surface du circuit $S = ld$:

$$M = IS.$$

On donne au vecteur S la direction de la normale positive au plan du circuit.

Ainsi donc nous disposons d'une grandeur dont on peut se servir pour mesurer le champ. Le plus commode est de mesurer le moment maximal de la force qui agit sur le circuit d'essai.

En passant d'un point du champ à un autre, en déplaçant les sources du champ pour le modifier, ou en faisant varier les intensités des courants qui créent le champ, nous obtiendrons tout le temps des valeurs différentes du couple résultant F qui agit sur le circuit d'essai. La valeur maximale du couple résultant peut s'écrire ainsi :

$$N = BM,$$

où B est une grandeur — appelée induction magnétique — que nous prendrons pour mesure du champ. L'induction magnétique est égale au moment maximal de la force qui agit sur le circuit d'essai à moment magnétique unitaire. Nous admettrons que la densité des lignes d'induction, c'est-à-dire leur nombre par unité de surface, est proportionnelle à la grandeur B. Le vecteur B est orienté le long des lignes d'induction.

Le moment magnétique, l'induction magnétique et notre vieille connaissance le moment de la force sont des vecteurs. Mais en réfléchissant un peu, nous devrons admettre que ces vecteurs diffèrent de ceux du déplacement, de la vitesse, de l'accélération, de la force... Le fait est que le vecteur de la vitesse, mettons, d'un corps indique dans quel sens celui-ci se déplace ; les vecteurs de l'accélération et de la force montrent dans quelle direction agit l'attraction ou la répulsion. Dans ces exemples, la flèche terminant le segment qui symbolise le vecteur a une signification parfaitement objective et réelle. Il n'en va pas de même en ce qui concerne nos nouvelles connaissances et le moment de la force. Les vecteurs sont orientés le long de l'axe de rotation. Il

est évident que la flèche placée à telle ou telle extrémité du segment représentant l'axe de rotation a un caractère tout à fait conventionnel. Il est cependant indispensable de s'entendre sur la direction du vecteur. La flèche à « l'extrémité » de l'axe de rotation n'a aucune signification, mais la direction de la rotation en a une, tout à fait objective, qu'il nous appartient de caractériser. On convient de munir l'axe de rotation d'une flèche de telle sorte qu'en se plaçant face au vecteur on voie la rotation soit dans le sens des aiguilles des montres, soit dans le sens inverse. Les physiciens sont habitués à la seconde variante.

Ces deux types de vecteurs ont des noms expressifs et éloquents : vecteurs polaires et axiaux.

Les mesures de champs de divers systèmes nous mènent aux règles suivantes. Dans les aimants, nous découvrons toujours deux pôles : le pôle nord, d'où sortent les lignes de force, et le pôle sud, où elles aboutissent. Mais nous sommes évidemment incapables de déterminer expérimentalement ce qui arrive aux lignes d'induction à l'intérieur d'un aimant.

Pour ce qui est des champs magnétiques des courants (fig. 3.2), on voit apparaître la régularité suivante : les lignes d'induction du champ magnétique se retournent près du courant. De plus, si l'on regarde le long du courant, les lignes d'induction se dirigent dans le sens des aiguilles d'une montre. Le point et la croix sur les figures indiquent (c'est communément admis) que le courant circule vers nous et dans le sens opposé.

Le moment magnétique, comme le montre la formule, se mesure en ampères par mètre carré.

Jusqu'à ces derniers temps, l'unité d'induction magnétique était le gauss. Un gauss vaut 1 V·s/cm^2, mais comme on a banni le centimètre, on nous propose le tesla (T), égal à 1 V·s/m^2.

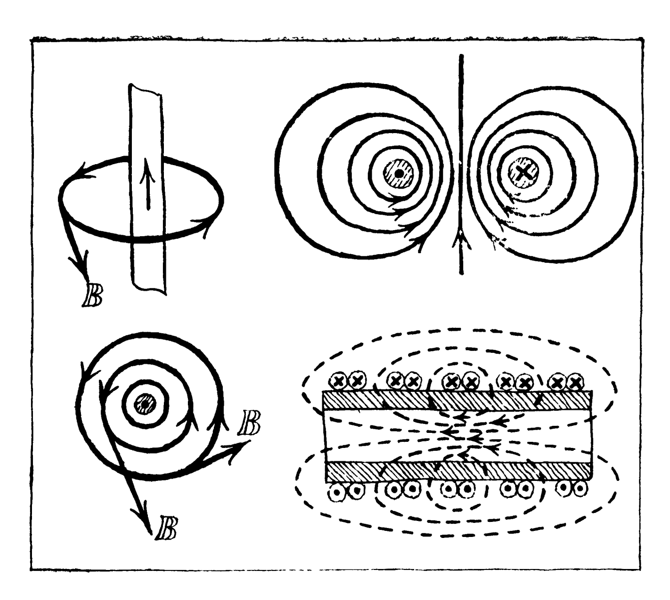


Fig. 3.2.

L'origine de la dimension est parfaitement évidente d'après la formule de la force électromotrice de l'induction donnée p. 138.

Les tentatives de la Commission internationale pour bannir le gauss du vocabulaire scientifique n'ayant pas encore réussi, on évalue encore couramment les champs magnétiques en gauss.

Les champs magnétiques sont créés par les courants et les aimants permanents et agissent sur eux. Si pour une raison quelconque, un chercheur ne veut pas recourir à la notion de champ magnétique, il peut diviser tous les types d'interactions auxquelles participent les champs magnétiques en quatre groupes : magnétiques (action d'un aimant sur un aimant), électromagnétiques (action de courants sur un aimant), magnéto-électriques (action d'un aimant sur un courant) et

électrodynamiques (action d'un courant sur un courant).

Cette terminologie est surtout utilisée par les techniciens. Ainsi, ils qualifient un appareil de magnéto-électrique lorsque l'aimant est fixe alors que le cadre parcouru par le courant est mobile.

Les interactions électrodynamiques sont à la base de la définition moderne de l'unité d'intensité du courant électrique: l'ampère est l'intensité d'un courant constant qui, parcourant deux fils rectilignes parallèles de longueur infinie et de section négligeable placés à 1 m l'un de l'autre dans le vide, produirait entre ces conducteurs une force de $2 \cdot 10^{-7}$ N par 1 m de longueur.

L'unité d'intensité du courant électrique est l'unité fondamentale du Système international. En conséquence, le coulomb est la quantité d'électricité transportée en 1 seconde par un courant de 1 ampère. Je dois avouer au lecteur que je préférerais un système d'unités dans lequel l'unité de quantité d'électricité serait fondamentale et exprimée par la masse d'argent déposée en cours d'électrolyse. Mais il est difficile de discuter avec les métrologistes. La définition donnée ci-dessus n'est pas sans mérites, apparemment, bien que la mesure précise de la force électrodynamique soit loin d'être une tâche facile, me semble-t-il.

Sachant comment déterminer la direction d'un champ magnétique et connaissant les règles à suivre pour trouver la direction de la force exercée par ce champ sur un courant, le lecteur saura lui-même en déduire que les courants s'attirent ou se repoussent selon qu'ils circulent dans des directions parallèles ou opposées.

EFFETS D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE UNIFORME

Un champ magnétique est dit uniforme quand l'action qu'il exerce sur un indicateur quelconque du champ est partout le même.

Tel est le champ qu'on parvient à créer entre les pôles d'un aimant. Il est évident que ce champ est d'autant plus uniforme que les pôles sont plus rapprochés l'un de l'autre et que la surface plane des extrémités de l'aimant est plus grande.

Nous avons déjà parlé de l'action d'un champ magnétique uniforme sur une aiguille aimantée et un circuit électrique : en l'absence de ressort équilibrant, ils se placent dans le champ de manière que leur moment magnétique coïncide avec le sens du champ. Le « pôle nord » regarde le « pôle sud » de l'aimant. Ce fait peut aussi s'exprimer verbalement : le moment magnétique s'oriente le long des lignes d'induction du champ magnétique.

Examinons maintenant l'effet d'un champ magnétique sur des charges mobiles.

Il est on ne peut plus simple de s'assurer que cet effet est réel et, qui plus est, considérable : il suffit d'approcher un simple aimant du rayon électronique produit par un canon à électrons. La tache lumineuse se déplace sur l'écran selon la position de l'aimant.

On peut passer de la démonstration qualitative de ce phénomène à son étude quantitative. On s'aperçoit alors que la force exercée par un champ magnétique B sur un électron se mouvant dans le champ avec une vitesse v perpendiculairement aux lignes d'induction est

$$F = evB,$$

où e est la charge de la particule (la loi est évidemment valable non seulement pour les électrons, mais aussi pour n'importe quelles particules chargées).

Si une particule se déplace le long des lignes d'induction du champ magnétique, elle échappe à l'effet de celui-ci. Le lecteur versé en trigonométrie comprendra aisément lui-même comment s'écrit l'expression de la force lorsque le mouvement s'effectue sous un certain angle avec le champ. Nous nous abstiendrons d'encombrer le texte de formules dont nous n'aurons plus besoin par la suite.

Mais nous n'avons encore rien dit de la direction de la force. Or, c'est très important. L'expérience montre que la force est perpendiculaire tant à la direction du mouvement d'une particule qu'à celle de l'induction ; autrement dit, elle est perpendiculaire au plan passant par les vecteurs v et B. Mais nous n'avons pas encore tout dit. Toute médaille a deux côtés. Par quoi diffèrent-ils ? Par la direction de la rotation qui amène un vecteur en coïncidence avec l'autre. Si nous voyons que la rotation du vecteur v vers le vecteur B d'un angle inférieur à 180° s'effectue dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, nous qualifions ce côté de positif.

Les simples schémas de vecteurs représentés à gauche sur la fig. 3.3 montrent qu'une particule positivement chargée dévie vers la normale positive, tandis qu'un électron dévie dans le sens opposé.

Voyons maintenant à quel intéressant résultat conduit cette loi dans le cas d'un électron pénétrant avec une vitesse réduite dans un champ magnétique perpendiculairement à celui-ci (fig. 3.3 à droite). Quelle trajectoire l'électron décrira-t-il ? Circulaire, évidemment ! devinera le lecteur. La force du champ magnétique étant centripète, nous trouverons immédiatement le rayon de la circonférence en égalant mv^2/r et evB :

$$r = mv/eB.$$

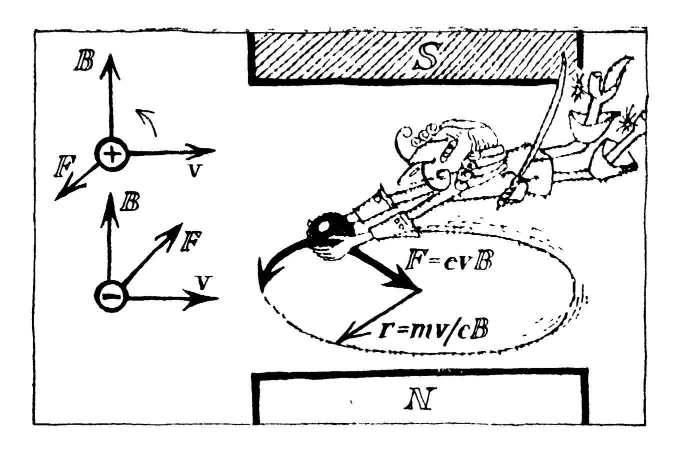


Fig. 3.3.

A noter qu'on peut calculer les propriétés d'une particule d'après son comportement. Mais on se heurte à la même difficulté qu'en étudiant le mouvement d'une particule dans un champ électrique. On ne parvient pas à déterminer séparément l'une de l'autre la charge électrique et la masse d'une particule! Dans ce cas aussi, l'expérience nous mène à la valeur du rapport e/m.

Ainsi donc la particule décrit une trajectoire circulaire ou rectiligne selon que sa vitesse est perpendiculaire ou parallèle au champ magnétique. Mais qu'en est-il dans le cas général? Le lecteur l'a déjà sûrement deviné: la particule décrit une hélice ayant pour axe une ligne d'induction et dont les spires sont serrées ou espacées selon la valeur de l'angle d'entrée de l'électron dans le champ magnétique.

Du moment qu'un champ magnétique agit sur une particule en mouvement, il doit aussi exercer une force sur chaque tronçon d'un conducteur parcouru par un courant électrique. Considérons

un secteur de rayon électronique de longueur l. Supposons que sur ce secteur prennent place n particules. La force agissant sur un conducteur de même longueur parcouru par le même nombre de particules se mouvant à la même vitesse sera égale à $nevB$. L'intensité de courant est égale à la charge totale traversant le conducteur en unités de temps. Le temps que les électrons considérés mettent à effectuer le trajet l est

$$\tau = l/v.$$

C'est-à-dire que l'intensité de courant peut s'écrire ainsi :

$$I = ne/\tau = nev/l.$$

En substituant la vitesse

$$v = Il/ne$$

de cette expression dans la formule de la force agissant sur le secteur de rayon électronique, on obtient la force qui s'exerce sur un conducteur de longueur l, à savoir :

$$F = IlB,$$

seulement dans le cas où le conducteur est perpendiculaire au champ.

La déviation d'un conducteur parcouru par un courant électrique peut être déterminée au moyen du schéma représenté à la fig. 3.3.

En hommage aux chercheurs du XIXe siècle, nous donnons aussi la fig. 3.4, qui ne présente d'ailleurs pas seulement un intérêt purement académique. Elle permet de se rappeler la règle de déplacement des courants électriques. La figure montre comment le propre champ du courant (s'éloignant « de nous ») s'ajoute au champ extérieur. Le résultat de leur composition est montré à droite. Si l'on se représente les lignes d'induction comme une tension de matière éthé-

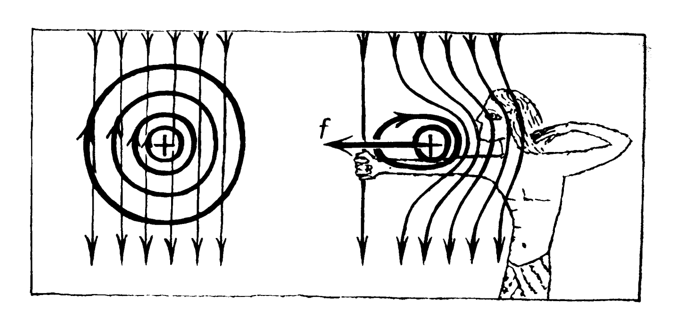


Fig. 3.4.

rée (point de vue largement répandu au XIX[e] siècle), le sens de déplacement du conducteur s'interprète d'une manière évidente : le conducteur est tout simplement expulsé par le champ.

Montrons maintenant que l'effet d'un champ magnétique sur une charge mobile et un secteur de courant est un phénomène identique à celui par lequel nous avons commencé l'examen des actions d'un champ magnétique.

Revenons à la figure 3.1 en haut, où sont représentées les forces qui agissent sur le circuit du courant. Ces forces n'exercent aucun effet sur les portions du conducteur parallèles aux lignes d'induction ; les deux autres portions subissent l'action d'un couple de forces, et l'on voit nettement sur la figure que le moment de ce couple est précisément égal au produit de la force par le bras de levier :

$$N = IlBd = ISB = MB.$$

De la sorte, l'expression du moment de la force en tant que produit du moment magnétique du circuit par l'induction magnétique découle directement de la formule de la force qui agit sur la charge.

Signalons à ce propos que la formule $F = evB$ porte le nom du physicien hollandais Hendrik Antoon Lorentz qui la proposa en 1895.

LES ACTIONS D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE NON UNIFORME

Il est très facile de créer un champ magnétique non uniforme. On peut, par exemple, donner une forme courbe aux pôles d'un aimant (fig. 3.5). Les lignes d'induction du champ auront alors l'aspect montré sur la figure.

Supposons les pôles assez éloignés l'un de l'autre, et plaçons une aiguille aimantée à côté de l'un d'eux. Comme nous l'avons mentionné précédemment, dans le cas général, l'aiguille aimantée, outre qu'elle tourne autour de son axe, effectue aussi un mouvement de translation. Seule la rotation de l'aiguille aimantée (ou d'un circuit de courant) s'observe si le champ est uniforme ; mais s'il ne l'est pas, les deux mouvements ont lieu. L'aiguille se tourne alors de manière à

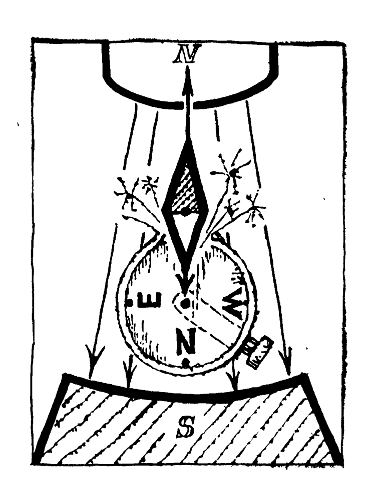


Fig. 3.5.

se placer le long des lignes d'induction, puis elle est attirée par un pôle (fig. 3.5) et finalement entraînée dans la région où le champ est le plus fort. (Le dessinateur a évidemment exagéré: il est douteux qu'un champ même fort puisse briser un compas.)

Comment s'explique ce comportement? Apparemment par le fait que dans un champ non uniforme l'aiguille ne subit pas seulement l'effet d'un couple de forces. Les « forces » agissant sur les pôles nord et sud d'une aiguille placée dans un champ non uniforme ne sont pas identiques. Celle de ses extrémités qui se trouve dans le pôle le plus fort subit l'effet d'une plus grande force. Aussi, après rotation, se produit-il ce qu'on voit sur la figure: la force qui reste en trop est celle qui agit vers le champ le plus fort.

A vrai dire, un circuit de courant d'épaisseur minime se comportera exactement de la même façon, de sorte qu'en commençant par un modèle d'aiguille à deux « pôles », je n'ai fait que céder au désir d'être aussi explicite que possible.

A quelle loi de la nature a-t-on affaire en l'occurrence? A quoi la force est-elle égale? L'expérience et les calculs montrent que pour tout système ayant un moment magnétique M, cette force est égale au produit du moment du système par la courbure de l'accroissement du champ.

Supposons l'aiguille aimantée placée le long des lignes d'induction. Les valeurs du champ aux lieux où se trouvent les pôles nord et sud de l'aiguille aimantée diffèrent l'une de l'autre. Construisons le graphique du champ le long de la ligne passant par les pôles. Pour simplifier les choses, remplaçons le secteur de la courbe réelle du champ entre les pôles par une ligne droite, ce que l'on peut faire avec une précision d'autant plus grande que l'aiguille est plus petite, c'est-à-dire que ses pôles sont plus rapprochés l'un de l'autre. La

courbure, c'est-à-dire la tangente de l'angle formé sur le graphique par cette droite avec l'axe horizontal s'exprime comme le quotient obtenu en divisant la différence des champs par la longueur de l'aiguille. La formule a la forme

$$F = M\,(B_{\mathrm{N}} - B_{\mathrm{S}})/l,$$

où l est la longueur de l'aiguille, et B_{N} et B_{S} sont les inductions respectives du champ aux extrémités nord et sud de l'aiguille. (Il n'y a pas lieu d'être surpris que la tangente de l'angle se soit avérée être une grandeur dimensionnelle.)

Considérons une courbe représentant la marche du champ en traçant au point où se trouve la particule qui nous intéresse, la tangente et substituant la valeur de la tangente de son angle au lieu de la fraction écrite, « les pôles disparaîtront » et la formule sera valable pour n'importe quelle particule ou système de particules.

Ainsi donc, dans un champ non uniforme, un système ou une particule ayant un moment magnétique sont attirés ou repoussés par les pôles d'un aimant selon que le moment magnétique est parallèle ou opposé aux lignes d'induction.

Mais un moment magnétique peut-il vraiment se placer contre la direction d'un champ? Assurément! Et nous allons voir dans quels cas.

COURANTS D'AMPÈRE

Jusqu'au XIXe siècle, la création de théories physiques ne paraissait guère difficile. Si un corps s'échauffait, cela signifiait qu'il contenait plus de phlogistique. Tel remède permettait de s'endormir plus vite? Il renfermait donc un principe somnifère. Certaines tiges en minerai de fer indiquaient le nord. C'était là un comportement étrange, mais on le comprenait immédiatement en

disant que de telles tiges ou aiguilles avaient une « âme » aimantée. Il y a très longtemps, on le sait, que les aiguilles aimantées rendent d'excellents services aux navigateurs. Mais elles leur jouaient parfois des tours, imputables, c'était clair, à des esprits malins. On ne s'étonnait pas davantage de la possibilité d'aimanter du fer, de l'acier et certains autres alliages. Il s'agissait tout simplement de corps faciles à doter d'une « âme » aimantée.

Après la découverte d'Œrsted et d'Ampère, il devint évident qu'on pouvait établir un pont entre les phénomènes électriques et magnétiques. A un moment donné, les deux théories furent également en faveur. Selon l'une, tout devenait compréhensible si l'on admettait qu'un conducteur parcouru par un fluide électrique se transformait en aimant. Selon l'autre, soutenue par Ampère, l'« âme » aimantée des minerais de fer consistait en microscopiques courants électriques.

Beaucoup trouvaient la théorie d'Ampère plus logique, mais on ne lui accordait pas d'importance tant soit peu réelle, car dans la première moitié du XIXe siècle, outre que personne ne croyait sérieusement à la possibilité de mettre ces courants en évidence, on doutait même que le monde fût constitué de molécules et d'atomes.

On n'accorda foi à l'existence des courants d'Ampère — grâce auxquels on pouvait tenter de comprendre les propriétés magnétiques de la matière — qu'au XXe siècle, après que les physiciens, à l'issue d'une série de brillantes expériences, eurent prouvé que le monde environnant était effectivement fait d'atomes, lesquels étaient constitués d'électrons et de noyaux atomiques. La majorité des savants admirent que les « courants moléculaires » inventés par Ampère étaient créés par un mouvement d'électrons au voisinage des noyaux atomiques.

Ces notions devaient permettre, semblait-il, d'expliquer les phénomènes magnétiques. Un électron gravitant autour d'un noyau pouvait en effet être assimilé à un courant électrique, et il était légitime d'attribuer à ce système un moment magnétique et de lier celui-ci au moment cinétique de la particule chargée en mouvement.

Le bien-fondé de cette dernière affirmation est on ne peut plus facile à établir.

Admettons qu'un électron décrit une orbite circulaire de rayon r. Comme l'intensité de courant est égale à la charge véhiculée par unité de temps, l'électron en rotation peut être assimilé à un courant d'intensité $I = Ne$, où N est le nombre de révolutions par seconde. La vitesse de la particule peut être liée au nombre de révolutions par la relation $v = N \cdot 2\pi r$; l'intensité du courant est donc

$$I = \frac{ve}{2\pi r}.$$

Il est naturel de qualifier d'orbital le moment magnétique de l'électron gravitant autour du noyau. Ce moment a pour valeur :

$$M = IS = \frac{ve}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{1}{2} evr.$$

Après avoir rappelé au lecteur (voir notre premier livre) que le moment cinétique de la particule vaut $L = mvr$, nous établissons que le moment cinétique et le moment magnétique sont liés par la relation, très importante pour la physique atomique,

$$M = \frac{e}{2m} L.$$

D'où il découle que les atomes doivent avoir des moments magnétiques.

Divers procédés, sur lesquels il est inutile de s'arrêter, permettent d'obtenir un gaz atomique à partir des matières les plus diverses. Au moyen de deux fentes, on crée dans une chambre à gaz des faisceaux d'atomes d'hydrogène, de lithium, de béryllium... On peut les faire passer par un champ magnétique non uniforme, auquel cas on verra des traces de faisceaux apparaître sur l'écran. La question que nous posons à la nature est la suivante : les flux d'atomes dévieront-ils de leur droit parcours dans le champ magnétique et, dans l'affirmative, de quelle manière ?

Du moment que l'atome a un moment orbital, son comportement est analogue à celui d'une aiguille aimantée. Si le moment magnétique est orienté le long du champ, l'atome doit dévier vers la région du champ fort ; dans le cas d'une disposition antiparallèle, il doit dévier vers le champ faible. La valeur de la déviation peut être calculée d'après une formule analogue à la relation (p. 121) de la force agissant sur une aiguille aimantée.

La première chose qui vient à l'esprit est que les moments magnétiques des atomes sont disposés au hasard. Aussi s'attend-on à un anéantissement du faisceau.

Or, l'expérience mène à des résultats tout différents. Le faisceau d'atomes n'est jamais anéanti, il se partage en deux, trois, quatre ou un plus grand nombre de composantes selon l'espèce d'atomes. La décomposition est toujours symétrique. Dans certains cas, parmi les composantes du faisceau figure un rayon non dévié ; parfois celui-ci est absent, et il arrive aussi que le faisceau ne se décompose pas du tout.

Il découle en premier lieu de cette expérience (incontestablement l'une des plus importantes que les physiciens aient jamais faites) qu'on peut effectivement assimiler — et ce dans un sens

étroit et bien déterminé — le mouvement des électrons près de l'atome à un courant électrique fermé : le fait est que l'on peut, tout comme aux courants fermés, attribuer aussi un moment magnétique aux atomes. En second lieu, les moments magnétiques des atomes ne peuvent former que certains angles discrets avec le sens du vecteur de l'induction magnétique. En d'autres termes, les projections des moments magnétiques sur cette direction se quantifient.

La prédiction détaillée de ces faits fut un vrai triomphe pour la physique théorique. Il découle de la théorie que le moment cinétique et le moment magnétique de l'électron, moments qualifiés d'orbitaux *, qui doivent leur origine au mouvement des électrons atomiques dans le champ, sont antiparallèles, et que leurs projections sur la direction du champ peuvent s'écrire sous la forme

$$L_z = m\frac{h}{2\pi}, \quad M_z = m\mu_B,$$

où m est un nombre entier pouvant valoir 0, 1, 2, 3, ... ; $h/2\pi$, la valeur minimale de la projection du moment cinétique ; μ_B, la valeur minimale de la projection du moment magnétique. Les grandeurs h et μ_B se déterminent expérimentalement :

$$h = 6{,}62 \cdot 10^{-34} \ \text{J/s},$$

$$\mu_B = 0{,}93 \cdot 10^{-25} \ \text{J/T}.$$

Ajoutons que ces constantes, très importantes pour la physique, portent les noms des grands savants qui posèrent les fondements de la physique quantique : h est la constante de Planck, μ_B, le magnéton de Bohr.

---

* Appellation adoptée pour des raisons historiques : la théorie de l'atome commença par l'hypothèse que l'atome ressemble au système solaire.

Cependant, les postulats de la mécanique quantique se sont avérés insuffisants pour éclaircir le caractère varié de la décomposition des faisceaux atomiques des divers éléments. Même les atomes les plus simples (de l'hydrogène) se comportaient d'une manière inattendue. On dut ajouter aux lois de la mécanique quantique une hypothèse exceptionnellement importante que nous avons déjà eu l'occasion de mentionner en passant. Il fallut attribuer à l'électron (ainsi qu'à toute autre particule élémentaire, comme on s'en aperçut par la suite) un moment cinétique propre (spin) et donc aussi un moment magnétique propre. Pour comprendre qu'il est inévitable d'assimiler l'électron à une aiguille aimantée, il nous faut d'abord nous familiariser de plus près avec le caractère du mouvement des électrons atomiques.

LE NUAGE ÉLECTRONIQUE DE L'ATOME

Il est impossible de voir le mouvement de l'électron. Bien plus, on ne saurait même pas espérer que les progrès de la science puissent jamais nous permettre de voir un électron. La raison est assez simple. Pour « voir », il faut « éclairer ». Or, « éclairer » un électron, c'est agir sur lui par l'énergie de quelque rayon. Mais l'électron est si petit et possède une masse si infime que toute intervention à l'aide d'un instrument quelconque pour l'observer le délogerait de la place qu'il occupait jusque-là.

Tant les modestes données sur la structure atomique que nous nous apprêtons à communiquer au lecteur que toute l'harmonieuse théorie de la structure électronique de la matière sont les fruits de recherches purement théoriques et non d'expériences. Nous sommes pourtant certains de leur justesse grâce aux innombrables conséquences ob-

servées expérimentalement ainsi que déduites de la théorie par des raisonnements d'une logique rigoureuse. Nous reconstituons la structure électronique (que l'on ne saurait voir) avec une certitude égale à celle avec laquelle Sherlock Holmes reconstituait mentalement les circonstances d'un crime d'après les traces laissées par le coupable.

La confiance que nous inspire la théorie provient dans une immense mesure du fait que la structure électronique se prédit à l'aide de lois de la physique quantique établies par d'autres expériences.

Nous avons déjà expliqué que le numéro d'ordre d'un élément chimique dans le tableau de Mendéleïev n'est pas autre chose que la charge de son noyau ou, ce qui revient au même, le nombre des électrons appartenant à l'atome neutre. L'atome d'hydrogène a un électron ; l'hélium, le lithium, le béryllium en ont respectivement 2, 3, 4, et ainsi de suite.

Comment se meuvent donc tous ces électrons ? La réponse à cette question, outre qu'elle est loin d'être simple, n'est qu'approximative. La complexité du problème réside dans le fait que les électrons interagissent non seulement avec le noyau, mais aussi les uns avec les autres. Heureusement, la répulsion mutuelle, qui fait que les électrons évitent de se rencontrer, joue tout de même un moindre rôle que le mouvement dû à l'interaction de l'électron avec le noyau. Seule cette circonstance permet justement de tirer des conclusions quant au caractère du mouvement des électrons dans les divers atomes.

La nature a imparti à chaque électron une région spatiale dans laquelle il se meut. D'après la forme de cette région, les électrons se divisent en catégories, désignées par les lettres *s*, *p*, *d* et *f*.

Le plus simple est le « logement » de l'élec-

tron *s*. Il s'agit d'une couche sphérique, et c'est le plus souvent en son centre, la théorie le montre, que se trouve l'électron. C'est donc grandement simplifier les choses que de parler de l'orbite circulaire d'un tel électron.

La région spatiale dans laquelle circule l'électron *p* est toute différente. Par sa forme, elle rappelle un haltère. Quant aux autres catégories d'électrons, elles ont des régions d'existence encore plus compliquées.

La théorie (s'aidant déjà, à vrai dire, de données expérimentales) peut indiquer combien chacun des atomes du tableau de Mendéleïev renferme d'électrons de telle ou telle catégorie.

Y a-t-il un lien entre cette répartition des électrons d'après leur type de mouvement et leur répartition sur les couches électroniques *K*, *L*, *M*... expliquée au chapitre précédent ? Assurément. La théorie et l'expérience montrent que les électrons situés sur les couches *K*, *L*, *M*, etc. ne peuvent respectivement appartenir qu'aux types *s*; *s* et *p*; *s*, *p* et *d*; etc.

Sans examiner en détail la structure électronique des atomes, nous nous bornerons à parler des cinq premiers éléments du tableau. Les atomes d'hydrogène, d'hélium, de lithium et de béryllium n'ont que des électrons *s* ; l'atome de bore a quatre électrons *s* et un électron *p*.

La symétrie sphérique de la région spatiale dans laquelle se meut l'électron *s* fait naître un doute quant à la justesse de nos raisonnements sur le moment magnétique d'un atome contenant un seul électron. Le fait est que si le moment cinétique peut prendre des valeurs identiques et dirigées avec une égale probabilité dans toutes les directions, en moyenne le moment de rotation et donc aussi le moment magnétique d'un tel système doivent être nuls. Telle est la conclusion naturelle à laquelle arrive également la physique

quantique, à savoir que les atomes ne renfermant que des électrons *s* ne peuvent avoir de moment magnétique.

Mais s'il en est ainsi, les faisceaux d'atomes des quatre premiers éléments du tableau de Mendéleïev ne doivent pas dévier dans un champ magnétique non uniforme. Or qu'en est-il en réalité ? Il s'avère que cette prédiction ne se réalise pas dans le cas des atomes d'hydrogène et de lithium. Les faisceaux de ces atomes se comportent d'une manière des plus étranges : ils se dédoublent, qui — chose incompréhensible — dévient en sens opposés d'un même écart par rapport à la direction initiale.

LES MOMENTS MAGNÉTIQUES DES PARTICULES

Le spin de l'électron fit son entrée en scène en 1925. La nécessité de son introduction parmi les participants aux événements se déroulant dans le monde de l'infiniment petit fut montrée par A. Goudsmit et G. Uhlenbeck. Supposant que l'électron possédait un moment cinétique propre, ces chercheurs montrèrent que cette hypothèse levait toutes les difficultés auxquelles on s'était heurté jusque-là en interprétant les spectres atomiques.

Les expériences de décomposition de faisceaux atomiques furent effectuées un peu plus tard. Ce fut seulement lorsque la notion de spin eut permis de donner une explication exhaustive des faits que tous les physiciens y crurent.

On s'aperçut un peu plus tard que le moment cinétique propre, c'est-à-dire le spin, était une propriété intrinsèque de toutes les particules élémentaires et pas seulement de l'électron.

Nous avons déjà fait observer que l'appellation de « spin » témoigne d'une propension à re-

courir aux images. Etant donné que le moment cinétique était entré en physique comme une caractéristique d'un solide en rotation, de nombreux physiciens, après avoir compris que la sauvegarde de la loi de conservation du moment cinétique exigeait l'attribution d'une certaine valeur à ce moment, eurent aussitôt recours à l'image de la rotation d'une particule autour de son axe. Cette représentation naïve ne résiste pas à la critique : il n'est pas plus légitime de parler de la rotation d'une particule élémentaire autour de son axe que de celle d'un point mathématique sur lui-même.

Les tenants du recours aux images surent, en partant de considérations indirectes, évaluer la taille de l'électron, ou, pour être plus précis, établir que pour autant que cette notion puisse s'appliquer à l'électron, sa taille devait être inférieure à une certaine grandeur. La grandeur du spin est connue. Nous la donnerons un peu plus bas. En supposant l'électron doté d'une forme, on peut calculer avec quelle vitesse se meuvent les « points de sa surface ». On s'aperçoit alors que cette vitesse doit dépasser celle de la lumière. S'obstiner à tenir ce résultat pour vrai obligerait à renoncer à la théorie de la relativité.

L'argument le plus probant contre le recours à une telle concrétisation est le fait que le neutron, qui ne porte pas de charge électrique, n'en possède pas moins un spin. Pourquoi cet argument s'avère-t-il donc décisif ? Que le lecteur en juge lui-même.

Si l'on pouvait représenter une particule sous la forme d'une sphère chargée, sa rotation autour de son axe produirait une sorte de courant ampérien. Mais du moment qu'une particule neutre possède tant un moment cinétique qu'un moment magnétique (nous reviendrons brièvement sur ces propriétés du neutron dans notre quatrième livre),

l'existence d'une analogie avec un courant ampérien est hors de question.

Il serait évidemment futile de prendre la pose d'un prophète en affirmant qu'on ne parviendra jamais à expliquer le spin et le moment magnétique des particules élémentaires en partant de quelque loi plus générale non encore découverte (ce problème se résout partiellement par la théorie du remarquable physicien anglais Paul Dirac, mais elle est trop abstraite pour que nous puissions en donner une idée même très générale au lecteur). A ce jour, pourtant, force nous est de considérer les « flèches » représentant les moments cinétique et magnétique d'une particule comme des notions primaires (qu'on ne saurait ramener à quelque chose de plus simple).

Il y a une cinquantaine d'années, la plupart des physiciens s'en tenaient au point de vue d'Einstein, qui écrivait: « Toute théorie physique doit être telle qu'on puisse, en plus de calculs de tous genres, l'illustrer au moyen d'images très simples! » Hélas! le grand homme se trompait. Et il y a des années que les physiciens se servent tranquillement de théories dans lesquelles figurent des grandeurs mesurées impossibles à représenter concrètement.

L'électron et les autres particules élémentaires n'ont pas de « pôles ». Dans certains cas, nous qualifions avec assurance ces particules de ponctuelles, et tout en admettant que la notion de forme leur est inapplicable, nous n'en sommes pas moins contraints de leur attribuer deux propriétés vectorielles: un moment cinétique (spin) et un moment magnétique. Se situant toujours le long d'une même ligne, ces deux vecteurs sont parallèles dans certains cas et antiparallèles dans d'autres.

L'expérience montre que les formules générales des projections des moments cinétique et

magnétique données p. 125 sont également valables pour les moments intrinsèques. Toutes les expériences, tant spectrales que de décomposition de faisceaux atomiques dans un champ non uniforme, s'interprètent à la perfection si dans la formule de la projection du moment cinétique de l'électron on autorise le nombre m à prendre deux valeurs: $\pm 1/2$. Quant à la formule de la projection du moment magnétique, les deux valeurs que peut y prendre le nombre m sont: ± 1.

Le spin de l'électron a pour valeur numérique $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ et ne peut occuper que deux directions: le long du champ et contre celui-ci. Quant au moment magnétique de l'électron, il ne peut lui aussi, à l'instar du spin, avoir que deux orientations dans le champ, et sa valeur numérique est égale à un magnéton de Bohr.

Passons maintenant aux résultats des expériences avec les faisceaux atomiques, et montrons avec quelle aisance s'expliquent toutes les particularités de leur décomposition si l'on fait appel à la notion de spin.

Comment se fait-il que les faisceaux d'atomes d'hélium et de béryllium ne se décomposent pas? Les électrons de ces atomes n'ont pas de moment orbital parce qu'ils font partie de la « catégorie » *s*. Quant aux spins des électrons, ils regardent dans des directions opposées. A vrai dire, cette affirmation ne découle de rien, bien qu'elle paraisse aller de soi. Le principe selon lequel un couple d'électrons se place dans l'atome de manière que leurs spins soient opposés porte le nom de Wolfgang Pauli (1900-1958).

Que d'hypothèses! Elles sont assurément nombreuses. Et toutes ensemble elles constituent l'harmonieux édifice de la physique quantique, d'où découlent tant de conséquences qu'aucun physicien ne doute le moins du monde de la légi-

timité d'attribuer un spin à l'électron, de poser sa valeur égale à 1/2 et de subordonner les spins d'un couple d'électrons au principe de Pauli. La somme de ces hypothèses reflète la structure du monde de l'infiniment petit.

Revenons à nos faisceaux atomiques. Nous venons d'expliquer pourquoi les flux d'atomes d'hélium et de béryllium ne se décomposent pas.

Mais comment se comportent l'hydrogène et le lithium ?

L'atome d'hydrogène ne renferme qu'un électron, dont le moment orbital est nul, car il s'agit d'un électron *s*. La projection du spin de l'électron ne peut prendre que deux valeurs: $\pm 1/2$, c'est-à-dire que le spin peut s'orienter le long ou en travers de la direction du champ magnétique. C'est pour cela que le flux d'atomes se dédouble. Il en est de même dans le cas des atomes de lithium, parce que les spins de deux électrons « se compensent », tandis que le troisième se comporte comme l'unique électron de l'atome d'hydrogène.

Les atomes des autres éléments qui contiennent un électron non apparié dans leur couche périphérique se comportent exactement de la même façon.

L'explication de la division en un grand nombre de composantes dans le cas d'atomes d'autres éléments m'obligerait à énoncer sans preuves quelques théorèmes de plus, que l'on démontre en physique quantique. Tenant compte du fait que seuls les électrons *s* sont démunis de moment orbital et que le spin d'un électron ne se manifeste qu'au cas où celui-ci se trouve tout seul sur son niveau énergétique, les physiciens ont su entièrement expliquer le comportement de flux d'atomes de toutes sortes. Une fois qu'il aura étudié ce passionnant chapitre de la physique, même l'esprit le plus sceptique se convaincra

que toutes les hypothèses adoptées en physique quantique sont des lois générales de la nature.

Il est à craindre que bien des lecteurs ne soient pas satisfaits par ce que nous venons de dire. A elles seules, les expériences de déviation de faisceaux atomiques dans un champ magnétique non uniforme ne suffisent évidemment pas pour introduire une notion aussi « étrange » que le spin. Mais la place nous manque pour citer l'énorme quantité de faits qui militent en faveur de la reconnaissance du spin.

Mentionnons cependant à titre d'exemple, même s'il n'a rien à voir avec ce qui précède, le phénomène de la résonance magnétique : les ondes hertziennes de la gamme centimétrique sont absorbées par la matière quand elles sont obligées de renverser le spin. L'énergie de l'interaction du moment magnétique d'un électron avec un champ magnétique permanent dans lequel on place une matière dans les expériences de résonance magnétique, et donc la différence entre les deux énergies (dispositions parallèle et antiparallèle) se calculent sans difficulté. Cette différence est égale au quantum de l'onde électromagnétique absorbée.

On détermine expérimentalement avec une très grande précision la valeur de la pulsation de l'onde et l'on constate que cette valeur est exactement identique à celle que l'on a calculée connaissant l'induction du champ et le moment magnétique de l'électron.

Fait remarquable, les mêmes événements, mais dans une autre gamme de longueurs d'onde, évidemment, s'observent dans le cas des noyaux atomiques. La résonance magnétique nucléaire est une méthode d'étude extrêmement importante de la structure chimique de la matière.

Avant de poursuivre, nous avons sans doute intérêt à dresser le bilan de tous les faits relatifs

aux systèmes qui créent des champs magnétiques et réagissent à leur présence.

Soulignons une fois de plus que l'hypothèse d'Ampère ne s'est avérée que partiellement juste : les champs magnétiques ne sont pas seulement créés par les charges électriques mobiles. Ils peuvent aussi l'être par les particules élémentaires, et en premier lieu par les électrons, qui ont un moment magnétique intrinsèque. La classification technique des interactions donnée p. 112 se révèle imparfaite. Les champs magnétiques sont créés par les aimants naturels et artificiels, les courants électriques (y compris les flux de particules électriques dans le vide) et les particules élémentaires. Ces mêmes systèmes ainsi que les particules subissent l'action d'un champ magnétique.

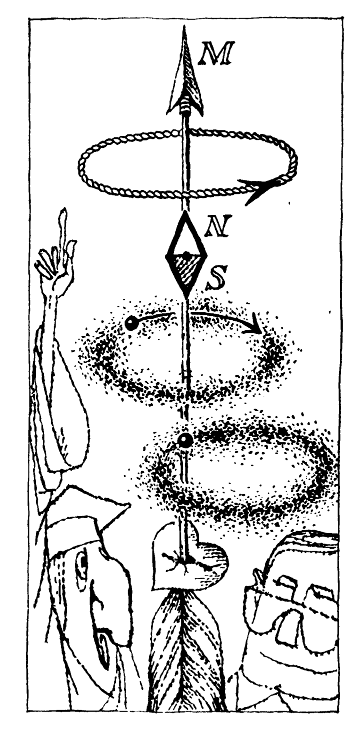


Fig. 3.6.

La principale grandeur qui caractérise un champ magnétique et ses actions est le vecteur du moment magnétique. Dans le cas des courants, ce vecteur est déterminé par la forme du circuit de courant. Le moment de l'aiguille est lié d'une manière complexe à la structure atomique de la matière, mais se mesure aisément. Les électrons

qui se meuvent dans le champ du noyau ont un moment magnétique « orbital », comme si (que l'on fasse bien attention à ce « comme si ») leur mouvement autour du noyau engendrait un courant électrique. Enfin, le moment magnétique intrinsèque est une propriété primaire caractérisant les particules élémentaires.

La fig. 3.6 (bilan de nos connaissances actuelles sur « l'âme magnétique » ou, si l'on veut, le « cœur » magnétique) permettra au lecteur de mieux se rappeler ces données fondamentales. Qu'il examine attentivement cette figure du haut en bas. Elle a pour but d'aider à comprendre qu'un courant macroscopique, un barreau aimanté, le mouvement orbital de l'électron et l'électron même sont tous caractérisés par une notion physique unique : le moment magnétique.

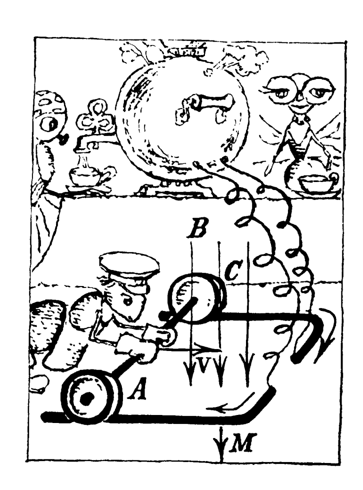
L'INDUCTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

L'expérience montre qu'un faisceau d'électrons se mouvant dans un champ magnétique subit une déviation. Comme mentionné p. 115, cette force, appelée force de Lorentz, a une direction perpendiculaire aux lignes d'induction et au vecteur de la vitesse des électrons, et sa grandeur est déterminée par la formule $F = evB$. Cette expression la plus simple de la force de Lorentz est valable au cas où la vitesse des électrons et la direction du champ magnétique forment un angle droit.

En ajoutant à ce fait notre certitude qu'un conducteur métallique renferme des électrons libres, un raisonnement simple nous permet de conclure que certains déplacements de conducteurs dans un champ électrique font apparaître un courant électrique dans ces conducteurs.

Ce phénomène, dont on peut dire qu'il est à la base de toute la technique moderne, est appelé

Fig. 3.7.



induction électromagnétique. Nous allons maintenant déduire la loi à laquelle il obéit.

La fig. 3.7 représente un circuit conducteur constitué par une tige AC de longueur l se déplaçant sur des fils métalliques entre les pôles d'un aimant de manière que le circuit demeure fermé. Si la tige se déplace perpendiculairement aux lignes d'induction du champ magnétique, les électrons du conducteur subissent l'effet d'une force et le circuit est parcouru par un courant électrique.

Nous arrivons maintenant à une conclusion dont il est difficile de surestimer l'importance: un courant électrique peut apparaître dans un conducteur fermé même si aucune source de courant (accumulateur ou autre) n'est branché au circuit.

Calculons la force électromotrice, c'est-à-dire le travail nécessité par le transport d'une unité de charge le long d'un circuit fermé. Ce travail est égal au produit de la force par le trajet parcouru. Il ne s'effectue que sur le tronçon qui se

déplace dans le champ. La longueur du trajet est égale à l, la force par l'unité de charge valant vB.

La force électromotrice ainsi créée est appelée f.é.m. d'induction. Sa valeur est déterminée par la formule

$$E^{\text{ind}} = vBl.$$

Il est souhaitable de généraliser cette formule de manière qu'elle convienne à n'importe quel mouvement d'un circuit conducteur quelconque. Nous arriverons à cette généralisation de la manière suivante. En un temps τ, la tige conductrice a parcouru une distance x avec une vitesse v égale à x/τ. La surface du circuit conducteur a diminué d'une grandeur $S = xl$. La formule de la f.é.m. d'induction devient

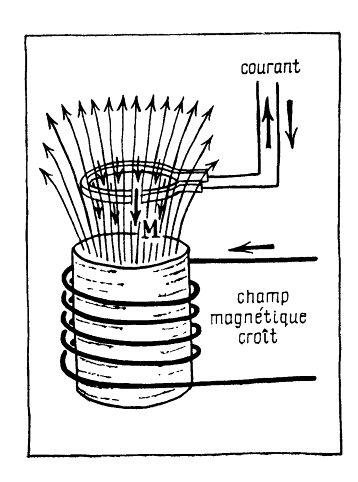
$$E^{\text{ind}} = BS/\tau.$$

Mais quel est le sens du numérateur de la formule? Il est assez clair: BS est la grandeur de la variation subie par le flux magnétique nombre de lignes d'induction) qui traverse le circuit.

Notre démonstration n'a évidemment été faite que pour un cas très simple, mais elle est aussi rigoureusement valable — le lecteur devra nous croire sur parole — pour n'importe quel exemple. La formule obtenue a le sens le plus général, et la loi de l'induction électromagnétique peut s'énoncer comme suit: un changement du nombre de lignes d'induction traversant un circuit fait toujours apparaître une f.é.m. d'induction d'une valeur numériquement égale à la variation du flux magnétique par unité de temps.

Certains déplacements d'un circuit dans un champ magnétique ne font pas apparaître de courant. Il n'y aura pas de courant si l'on déplace un circuit dans un champ uniforme parallèle-

Fig. 3.8.



ment aux lignes d'induction, mais il y en aura un si l'on fait tourner un circuit dans un champ magnétique uniforme, et aussi quand on rapproche ou qu'on éloigne un circuit d'un pôle d'un barreau aimanté.

Mais l'expérience montre que notre généralisation est encore plus importante. Il a été question jusqu'à présent de cas où le circuit de courant et la source de champ magnétique permutaient. La dernière formule à laquelle nous sommes arrivés ne dit rien sur le mouvement. Il y est seulement question de la variation du flux magnétique. Or, une variation de flux magnétique à travers un circuit conducteur n'exige pas nécessairement un déplacement.

Le fait est qu'on peut prendre en qualité de source de champ magnétique non pas un aimant permanent, mais une bobine dans laquelle on fait passer un courant électrique provenant d'une source extérieure quelconque. A l'aide d'un rhéostat ou de quelque autre moyen, on peut faire varier l'intensité du courant dans cette bobine pri-

maire, qui est une source de champ magnétique. Le flux magnétique traversant le circuit variera, tandis que la disposition de la source du champ magnétique restera inchangée (fig. 3.8).

Notre généralisation est-elle aussi valable dans ce cas? La réponse est oui, et c'est l'expérience qui nous la fournit. Quelle que soit la manière dont varie le nombre des lignes d'induction, la formule de la f.é.m. donnée p. 138 reste valable.

LA DIRECTION DU COURANT INDUIT

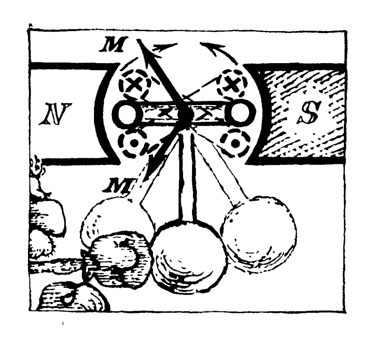
Nous allons montrer l'existence d'une règle universelle simple relative à la direction des courants induits créés. Après avoir examiné quelques exemples, nous en tirerons une conclusion générale.

Revenons à la fig. 3.7 et notons ce qui suit. Si l'on diminue la surface du circuit, le flux magnétique traversant celui-ci décroît. La direction du courant montrée sur la figure est telle que le moment magnétique du courant engendré se dirige le long des lignes d'induction, ce qui signifie que le champ intrinsèque du courant induit est orienté de manière à modérer la diminution du champ magnétique.

Nous arriverons à la même conclusion dans le cas inverse. Si la surface du circuit augmente, il en est de même du flux qui le traverse. Mais cette fois, le moment magnétique du circuit regarde les lignes d'induction, c'est-à-dire que, là encore, le champ du courant induit s'oppose à l'action qui l'a créé.

Considérons encore un exemple. Soit un circuit disposé entre les pôles d'un aimant de telle sorte que le flux qui le traverse soit nul. Imprimons au circuit un mouvement de rotation dextrorsum, puis senestrorsum. Les deux cas sont

Fig. 3.9.



montrés sur la fig. 3.9. La ligne continue et les pointillés figurent respectivement la projection du circuit en position initiale et les projections du circuit tourné dans un sens et dans l'autre lors de la création d'un courant électrique. Utilisant le schéma vectoriel représenté sur la fig. 3.3 à gauche, on trouve la direction des courants induits qui apparaissent dans les deux cas. Selon que la rotation est dextrorsum ou senestrorsum, le moment magnétique du courant d'induction regarde vers le bas ou vers le haut. A mesure que l'angle de rotation augmente, le champ magnétique intrinsèque des circuits réduit de plus en plus le champ responsable de l'induction. Nous voyons que la même règle joue également en l'occurrence.

Voyons maintenant comment se comportent des circuits dans des champs non uniformes. Revenons à la fig. 3.8. Supposons invariable l'intensité du courant dans la bobine et considérons ce qui se passe quand on déplace le circuit. Si on le rapproche du pôle nord, le moment magnétique regarde les lignes de force. Si le circuit s'éloignait, le champ intrinsèque du courant induit renforcerait le champ. On peut prouver ce comportement en se servant du même schéma vectoriel.

Mais qu'en sera-t-il dans le cas de champs magnétiques créés par des courants alternatifs ? Une augmentation ou une diminution de l'intensité du courant dans la bobine primaire fait varier le flux des lignes d'induction du champ magnétique. Dans le circuit (fig. 3.8) apparaît une f.é.m.

Mais comment déterminer la direction du courant ? Pas moyen de se servir du schéma vectoriel, cette fois, puisqu'il n'y a pas de déplacement. C'est là que notre généralisation se révèle très utile. Il s'avère que dans ce cas aussi la direction du courant induit consécutif à une diminution ou à une augmentation du nombre des lignes d'induction du champ magnétique traversant le circuit, obéit à la même règle : le courant induit crée un champ tel qu'il compense en quelque sorte la variation du champ magnétique ayant causé l'induction.

HISTOIRE DE LA DÉCOUVERTE DE LA LOI DE L'INDUCTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

La découverte de l'induction électromagnétique fait partie du petit nombre d'événements d'importance capitale qui exercèrent une influence décisive sur le progrès de l'humanité. Aussi serait-il impardonnable de ne pas s'arrêter sur l'histoire de cette découverte. Elle précéda de loin l'étude du comportement d'un faisceau d'électrons dans un champ magnétique, et il n'y a aucune coïncidence entre l'exposé que nous avons adopté à la section précédente et la marche historique des événements, que la logique et l'esprit de suite ne sont nullement obligés de suivre parallèlement.

Au moment où Faraday commença les expériences qui l'amenèrent à découvrir l'induction

électromagnétique, la situation dans la théorie des champs électriques et magnétiques était la suivante.

La production d'un courant continu et les lois de son comportement dans des circuits électriques n'étaient déjà plus des problèmes sérieux pour les physiciens. On avait établi l'action d'un courant sur un aimant permanent et l'action mutuelle des courants. On savait qu'un courant continu créait autour de lui un champ magnétique mesurable aussi bien avec un aimant qu'au moyen d'un autre courant. Mais le phénomène inverse n'avait-il pas lieu également ? Un champ magnétique ne créait-il pas un courant dans un conducteur ?

En 1821, Faraday écrivit dans son journal : « Transformer le magnétisme en électricité. » Il fallut dix ans au grand savant pour y parvenir. Les nombreuses années d'échecs s'expliquent par le fait que Faraday tenta d'obtenir un courant en plaçant un conducteur dans un champ permanent. En 1831, sa persévérance fut enfin récompensée. Voici en quels termes Faraday décrivit pour la première fois sa découverte dans un article publié en 1831 :

« Sur une large bobine en bois furent enroulés un fil de cuivre de 203 pieds de long et, entre ses spires, un fil de même longueur isolé du premier par du fil de coton. L'une de ces spirales fut reliée à un galvanomètre, l'autre, à une puissante batterie... Lors de la fermeture du circuit, on parvenait à observer un effet soudain, mais assez faible sur le galvanomètre, et il en était de même quand on interrompait le courant. Par contre, lors du passage ininterrompu du courant par l'une des spirales on n'observait aucun effet ni sur le galvanomètre ni sur l'autre spirale, bien que la puissance de la batterie fût attestée par l'échauffement de toute la spirale reliée à la batterie et



Michael Faraday (1791-1867), éminent physicien et chimiste anglais. Il découvrit l'induction électromagnétique (1831). Cette découverte ne fut nullement fortuite: le savant la cherchait. Les lois de l'induction électromagnétique de Faraday forment la base de l'électrotechnique.

Il serait difficile de surestimer l'importance des lois de l'électrolyse établies par Faraday. Le grand savant mit en usage et expliqua des termes aujourd'hui aussi courants que anode, cathode, anion, cation, ion et électrolyte.

Faraday prouva que le milieu intermédiaire influe sur l'interaction électrique.

On ne saurait non plus passer sous silence la découverte de la rotation magnétique du plan de polarisation. Le fait que tous les corps sont soit paramagnétiques soit diamagnétiques fut également établi par Faraday.

Michael Faraday fut le plus grand physicien expérimentateur que le monde ait jamais connu.

par l'éclat de l'étincelle jaillissant entre les charbons. »

La découverte de l'induction électromagnétique fut la première étape des vingt ans de recherches entreprises par Faraday dans le dessein de trouver un lien unique entre tous les phénomènes électriques et magnétiques.

Mais en parlant de l'induction électromagnétique, il convient de rappeler aussi les noms d'autres physiciens éminents. L'Anglais Joseph Henry (1797-1878) découvrit la self-induction. La variation d'un courant circulant dans une bobine fait varier le champ magnétique créé par ce courant ainsi que le flux du champ traversant la bobine même, et induit une f.é.m. dans « son » circuit.

Et à qui doit-on la découverte de la loi de la direction de la f.é.m. d'induction ? C'est dans les travaux de Lenz qu'on peut trouver la réponse la plus complète à cette question. La règle de Lenz définit le sens d'un courant induit : « Dans un conducteur métallique, s'il se déplace à proximité d'un courant ou d'un aimant, naît un courant galvanique de sens tel qu'il imprimerait à un conducteur au repos un mouvement diamétralement opposé au déplacement réel. On admet que le conducteur peut se déplacer dans le sens du mouvement réel ou dans le sens diamétralement opposé.»

Après 1840, on assista à la création, pas à pas, d'un tableau unique de l'électromagnétisme dont la touche la dernière et sans doute la plus éclatante fut la découverte des ondes électromagnétiques.

COURANTS INDUITS TOURBILLONNAIRES

Si des courants induits peuvent apparaître dans des conducteurs filiformes, il est assez naturel qu'ils naissent aussi à l'intérieur de masses

métalliques. Si une telle masse se déplace dans un champ magnétique permanent, les électrons libres subissent l'action de la force de Lorentz. Ils décrivent des trajectoires circulaires, c'est-à-dire forment des courants tourbillonnaires, appelés courants de Foucault, du nom du physicien français Léon Foucault (1819-1868) qui les découvrit en 1855.

Les lois de l'induction électromagnétique sont valables quelle que soit la cause de la variation du champ magnétique : qu'elle soit due à un déplacement relatif du métal et de la source du champ ou à une variation du courant électrique qui crée le champ. Aussi les courants de Foucault se manifestent-ils non seulement lors d'un déplacement relatif (l'expérience la plus spectaculaire est celle où l'on fait tomber une petite pièce de monnaie entre les pôles d'un puissant aimant ; sa chute s'effectue non pas avec l'accélération habituelle, mais comme si elle avait lieu dans de l'huile visqueuse ; l'expérience a une signification évidente : au sein de la pièce apparaissent des courants de Foucault dont le sens, conformément à la loi de Lenz, est tel que leur interaction avec le champ magnétique primaire freine le mouvement qui crée l'induction), mais aussi lorsque le champ magnétique varie dans le temps.

Mentionnons quelques-unes des applications des courants de Foucault. Premièrement, ces courants sont utilisés dans les fours dits à induction pour porter les métaux à une température élevée et même pour les fondre. Deuxièmement, dans de nombreux instruments de mesure, ils produisent un amortissement électromagnétique.

Troisièmement, les courants de Foucault ont servi de base à l'ingénieuse invention du compteur d'énergie électrique, dont la pièce essentielle, le lecteur l'a sûrement remarqué, est un disque dont la rotation est d'autant plus rapide qu'on

branche plus de lampes ou de réchauds électriques.

Le principe du compteur d'énergie électrique consiste à créer deux courants, l'un dans le circuit parallèle à la charge, l'autre dans le circuit du courant de charge. Ces deux courants circulent dans des bobines à noyaux de fer (« bobine de Volta » et « bobine d'Ampère »). Comme le courant qui aimante les noyaux de fer est alternatif, les pôles des électro-aimants changent continuellement. Le champ magnétique circule entre eux en quelque sorte. Les bobines sont ainsi disposées que le champ magnétique mobile créé par elles engendre dans le corps du disque des courants de Foucault dont le sens est tel que le champ magnétique mobile entraîne le disque à sa suite.

Ainsi qu'on peut le prouver par des calculs précis, la vitesse de rotation du disque, qui dépend des grandeurs des courants dans les deux bobines, est proportionnelle au produit de l'intensité du courant par la tension et par le cosinus de déphasage, en d'autres termes à la puissance consommée. Nous nous abstiendrons de décrire les procédés mécaniques simples dont on se sert pour relier le disque à l'indicateur numérique.

Cependant, dans la plupart des cas, les courants de Foucault constituent un effet nuisible. C'est l'un des problèmes que doivent résoudre les constructeurs de machines électriques de tous genres. Le fait est que les courants tourbillonnaires, comme tous les autres, enlèvent de l'énergie à tout système. Les pertes ainsi causées peuvent être élevées au point d'obliger à recourir à divers artifices. Le moyen le plus simple pour éliminer les courants de Foucault consiste à remplacer dans les machines électriques les masses métalliques pleines par du métal en feuillets min-

ces. Ne pouvant « se déployer », les courants de Foucault s'affaiblissent considérablement, et les pertes par échauffement diminuent d'autant.

Le lecteur a sûrement remarqué que les transformateurs électriques chauffent. Les courants de Foucault sont responsables d'au moins la moitié de cet échauffement.

CHOC INDUIT

On peut se servir de l'induction électromagnétique pour mettre au point des méthodes perfectionnées de mesure du champ magnétique. Jusqu'à présent nous avons proposé d'utiliser à cette fin une aiguille aimantée ou un circuit magnétique étalonné parcouru par un courant électrique continu d'intensité connue. L'induction magnétique était déterminée par le moment de la force agissant sur le circuit étalonné ou l'aiguille, dont le moment magnétique était égal à l'unité.

Procédons autrement à présent. Relions à un appareil de mesure une minuscule spire conductrice traversée par un courant. Fixons la spire dans une position perpendiculaire aux lignes d'induction, puis, d'un mouvement rapide, imprimons-lui une rotation de 90°, au cours de laquelle la bobine sera parcourue par un courant induit et une quantité d'électricité Q bien déterminée, que l'on peut mesurer. Comment cette quantité d'électricité sera-t-elle reliée à l'intensité du champ au point où nous avons disposé la spire d'essai ?

Le calcul à effectuer est assez simple. D'après la loi d'Ohm, l'intensité du courant I est égale au quotient de la f.é.m. d'induction par la résistance, c'est-à-dire que

$$I = \frac{1}{R} E^{\text{ind}}.$$

En se servant de l'expression de la loi d'induction $E^{ind} = BS/\tau$ et en tenant compte que $Q = I\tau$ (I est tenu pour constant), l'induction magnétique a pour valeur

$$B = \frac{E^{ind}\tau}{S} = \frac{I\tau R}{S} = \frac{QR}{S}.$$

Il est évident, répétons-le, que cette formule est valable au cas où les lignes d'induction ne passent pas par la spire en position finale, mais en traversent la surface à angle droit en position initiale. Peu importe, au demeurant, la distinction entre les positions finale et initiale. Le changement ne fait varier que le sens du courant et non la quantité d'électricité traversant le circuit.

La sensibilité de cette méthode de mesure augmente de n fois si l'on remplace la spire par une bobine. La quantité d'électricité sera proportionnelle au nombre de spires n. De bons expérimentateurs parviennent à confectionner des bobines d'un millimètre de long, de sorte que la méthode du choc induit permet de mesurer un champ avec une grande précision.

Cette méthode s'avère sans doute particulièrement précieuse pour mesurer la perméabilité magnétique des objets en fer, et c'est de cette importante propriété du fer qu'il sera question dans les lignes qui suivent.

LA PERMÉABILITÉ MAGNÉTIQUE DU FER

Les atomes, nous l'avons élucidé au chapitre précédent, ont des propriétés magnétiques. Les électrons isolés possèdent un moment magnétique. Le mouvement des électrons autour du noyau produit des moments magnétiques orbitaux. Les noyaux des atomes ont des moments ma-

gnétiques. Aussi l'introduction d'un corps dans un champ magnétique doit-il influer sur le genre du champ et, inversement, l'existence d'un champ magnétique ne peut-il manquer d'influencer plus ou moins le comportement des solides, des liquides et des gaz.

Le fer, certains de ses alliages et quelques matières apparentées au fer possèdent des propriétés magnétiques absolument exceptionnelles et sont qualifiées de ferromagnétiques. Faisons l'expérience suivante, par exemple. Suspendons de petites tiges au bout d'un fil et approchons d'elles un aimant. Quelle que soit la matière dont les tiges sont faites – bois, verre, plastique, cuivre, aluminium — ce procédé ne permettra pas d'en révéler les propriétés magnétiques. La preuve de la possession de telles propriétés par des matières quelconques nécessite des expériences subtiles et méticuleuses dont il sera question plus loin.

Mais de petits objets en fer se comportent d'une manière toute différente. Ils se déplacent docilement à la suite de l'aimant le plus faible.

Une petite histoire instructive à tous les points de vue et dont je fus le protagoniste permettra au lecteur de se rendre pleinement compte de l'extraordinaire sensibilité des corps en fer à l'existence d'un champ magnétique.

Il y a quelques années, on me demanda de me familiariser avec les expériences d'un « magicien » tchèque jouissant d'une renommée mondiale et surnommé le « Merlin tchèque » par la presse à sensation américaine. Ce personnage avait dans son répertoire plusieurs dizaines d'expériences prétendument impossibles à expliquer d'une manière rationnelle. Le Merlin tchèque, pour sa part, en attribuait les résultats à ses dons d'hypnotiseur.

L'un de ses numéros les plus spectaculaires

consistait à « aimanter » une allumette. Après avoir commencé par montrer qu'une allumette suspendue à un fil n'était pas déviée par un aimant, il se mettait à l'« hypnotiser » en faisant des passes mystérieuses. Un élément obligatoire de ce spectacle consistait à mettre l'allumette en contact avec une « idole » métallique, dont « Merlin » expliquait qu'elle était la réceptrice de son énergie psychique.

A l'issue de deux semaines de vérifications, je montrai qu'on pouvait donner une explication rationnelle de toutes les expériences sans exception du « magicien » tchèque. Mais comment parvenait-il à aimanter une allumette ? Comment arrivait-il, à la suite de toutes ses passes et après avoir de nouveau suspendu l'allumette à un fil, à lui faire suivre docilement l'aimant ?

Il s'avéra que le contact avec « l'idole » métallique entraînait le transfert d'une infime quantité de poussière de fer sur l'extrémité de l'allumette. Je montrai que la présence de tout juste 30 millionièmes de gramme de fer suffisait à doter l'allumette de nettes propriétés magnétiques.

Cet exemple atteste éloquemment d'une part qu'il ne faut pas croire aux « miracles » qui contredisent les lois de la nature et d'autre part — c'est ce qui nous intéresse en l'occurrence — que le fer possède des propriétés magnétiques absolument exceptionnelles.

Pour caractériser ces propriétés, on recourt à la classique expérience suivante. On forme un circuit électrique avec deux bobines emboîtées l'une dans l'autre. On relie la bobine primaire au circuit d'un accumulateur, et la bobine secondaire à un appareil de mesure de la quantité d'électricité. Si l'on ferme le circuit primaire, le flux magnétique qui traverse la bobine secondaire varie de zéro à une valeur limite Φ_0, et peut

être mesuré avec une grande précision par la méthode du choc induit.

C'est précisément du dispositif décrit ci-dessus qu'on se sert pour étudier les propriétés magnétiques des matières. Après avoir confectionné une tige qu'on introduit à l'intérieur d'une bobine, on compare les résultats de deux mesures: sans et avec la tige. Si celle-ci est en fer ou en quelque autre matière ferro-magnétique, la quantité d'électricité mesurée par l'appareil augmente de plusieurs milliers de fois.

On peut prendre comme caractéristique des propriétés magnétiques d'une matière le rapport des flux magnétiques mesurés en présence de la tige et en son absence. Ce rapport $\mu = \Phi/\Phi_0$ est ce qu'on appelle la perméabilité magnétique de la matière.

Ainsi donc un corps en fer augmente considérablement le flux d'induction. La seule explication possible est que ce corps ajoute son champ magnétique propre à celui du courant électrique de la bobine primaire.

La différence $\Phi - \Phi_0$ est généralement désignée par la lettre J. De la sorte, $J = (\mu - 1)\,\Phi_0$ est le flux magnétique complémentaire créé par la matière même.

Une fois l'expérience de mesure de la perméabilité magnétique terminée et la tige retirée de la bobine, on s'aperçoit que la tige de fer conserve son aimantation, dont l'intensité, bien qu'inférieure à J, n'en est pas moins assez considérable.

On peut désaimanter la tige de fer. Pour ce faire, on la replace dans notre dispositif, mais de manière, cette fois, que le champ propre du métal et le champ du courant électrique de la bobine primaire se dirigent dans des sens différents. On parvient toujours à choisir un courant primaire tel que le choc induit de sens opposé permette de désaimanter le fer et de lui rendre son état ini-

tial. Pour des raisons historiques sur lesquelles il est inutile de s'arrêter, la grandeur du champ de désaimantation est appelée force coercitive.

La propriété particulière des matériaux ferromagnétiques à conserver leur aimantation en l'absence de courant et la possibilité de détruire cette aimantation rémanente avec un courant électrique de sens approprié constituent ce que l'on appelle l'hystérésis (du grec husterein, « être en retard »). On ne saurait prédire la valeur de μ du fer, qui dépend de l'état antérieur du spécimen et varie selon que celui-ci était ou non aimanté, et si oui, de combien.

Selon les exigences techniques, on se sert de matériaux ferromagnétiques de propriétés diverses. La perméabilité magnétique du permalloy (alliage de fer et de nickel) atteint presque 100 000, mais celle du fer doux est quatre fois moindre.

La possibilité d'augmenter considérablement le flux d'induction en introduisant un corps en fer à l'intérieur d'une bobine a conduit à la création des électro-aimants. Il est évident que la force d'un électro-aimant, c'est-à-dire sa capacité à attirer et à retenir de lourdes pièces de fer, est d'autant plus grande qu'est plus intense le courant qui traverse le bobinage de l'électro-aimant. Mais ce processus n'est pas sans limite: il existe un maximum d'aimantation, appelé saturation, au-dessus duquel les ressources intérieures du noyau ferromagnétique s'avèrent épuisées.

A partir d'une certaine température maximale (767 °C pour le fer, 360 °C pour le nickel, etc.), les propriétés ferromagnétiques disparaissent et la perméabilité magnétique devient proche de l'unité, comme dans tous les autres corps.

La particularité des corps ferromagnétiques s'explique par leur structure en domaines. Un domaine est une région aimantée au maximum. Au sein d'un domaine, tous les atomes sont disposés de telle sorte que leurs moments magnétiques sont parallèles entre eux.

Le comportement des domaines magnétiques est absolument identique à celui des domaines électriques dans les matériaux ferro-électriques. Les dimensions linéaires des domaines magnétiques ne sont pas si petites, puisqu'elles sont de l'ordre de 0,01 mm. Aussi peut-on les voir au microscope ordinaire en recourant à un artifice assez simple.

Pour rendre les domaines magnétiques visibles, on dépose une goutte de suspension colloïdale (magnétite, ou quelque autre matière ferromagnétique finement pulvérisée) sur la surface polie d'un monocristal ferromagnétique. Les particules colloïdales se concentrent près des limites des domaines, où les champs magnétiques sont particulièrement intenses (c'est exactement de cette manière que les aimants ordinaires ramassent les particules aimantées dans les régions voisines de leurs pôles).

De même que dans les matériaux ferro-électriques, les domaines existent dans les matières ferromagnétiques non seulement en présence d'un champ magnétique extérieur, mais aussi lorsque le spécimen n'est pas aimanté.

Dans un monocristal non aimanté, la disposition des domaines est telle que le moment magnétique total du cristal est nul. Mais il ne s'ensuit pas que les domaines soient disposés au hasard. Cette fois encore, exactement comme nous l'avons expliqué p. 66, le caractère de la structure cristalline dicte certaines directions selon les

quelles les moments magnétiques s'arrangent avec le plus de facilité. Les cristaux de fer ont une maille cubique, et les directions de l'aimantation la plus facile sont les axes du cube. Dans les autres métaux ferromagnétiques, les moments magnétiques s'arrangent le long des diagonales du cube. Dans un cristal non aimanté, il y a autant de domaines à moments magnétiques dirigés dans un sens que de domaines à moments magnétiques orientés dans le sens opposé. Nous avons déjà donné des exemples de structure en domaines à la fig. 2.5.

L'aimantation, de même que la polarisation, consiste en une « absorption » des domaines dont les moments sont orientés sous un angle obtus par rapport au champ.

La lutte des tendances à l'ordre et au désordre dans la disposition des atomes est une particularité obligatoire de tout état de la matière. On en trouvera une relation détaillée dans le livre « L'ordre et le désordre dans le monde des atomes » déjà paru dans la même collection.

Comme nous l'avons expliqué dans le deuxième livre de « La Physique à la portée de tous », la tendance à l'ordre est une tendance au minimum d'énergie. Si l'agitation thermique est faible, les particules, livrées à elles-mêmes, forment un cristal, ce joyau de l'architecture atomique. Le cristal est le symbole de l'ordre parfait dans le monde des atomes. Quant à la tendance au désordre, elle est dictée par la loi de l'accroissement de l'entropie.

Quand la température s'élève, les tendances entropiques prennent le dessus, et le désordre devient la forme dominante d'existence de la matière.

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, les choses se passent comme suit. A mesure que la température monte, les moments magnétiques

se mettent à osciller. Pour commencer, ils le font en mesure, sans perturber l'ordre, puis tantôt un atome, tantôt un autre se retourne, prenant une position « incorrecte ». Le nombre de tels atomes « sortis du rang » ne cesse d'augmenter, et il arrive un moment où, à une température strictement déterminée (point de Curie), l'ordre magnétique disparaît complètement.

Il m'est difficile d'expliquer dans ce livre pourquoi si peu de matériaux ont des propriétés ferromagnétiques. Quelles particularités de la structure des atomes ont valu à ces matériaux leur situation exceptionnelle? Mais le lecteur serait trop exigeant envers l'auteur s'il désirait obtenir les réponses à toutes les questions qui l'intéressent dans cet opuscule de vulgarisation scientifique.

Passons à la description du comportement des autres matériaux.

LES CORPS DIAMAGNÉTIQUES ET PARAMAGNÉTIQUES

Comme mentionné précédemment, toutes les matières, à l'exception de la classe peu nombreuse des corps ferromagnétiques, ont une perméabilité magnétique très proche de l'unité. Selon que leur μ est supérieure ou inférieure à l'unité, ces corps sont qualifiés de paramagnétiques ou de diamagnétiques. Citons quelques exemples de corps des deux classes en indiquant les valeurs de leur perméabilité magnétique:

Corps paramagnétiques	μ	Corps diamagnétiques	μ
aluminium	1,000023	argent	0,999981
tungstène	1,000175	cuivre	0,999912
platine	1,000253	bismuth	0,999824

Bien que ces valeurs soient très proches de l'unité, on parvient à les mesurer avec une grande précision. On peut utiliser à cette fin la méthode du choc induit expliquée au début de la relation consacrée aux mesures magnétiques des propriétés de la matière, mais on obtient les résultats les plus précis en se servant d'une balance magnétique.

Dans l'un des plateaux d'une balance analytique (permettant, on le sait, de mesurer les forces avec une précision de quelques millionièmes de gramme) on perce un orifice, et l'on y fait passer un fil au bout duquel on suspend le spécimen placé entre les pôles d'un aimant. Les extrémités de l'aimant doivent être faites de telle sorte que le champ soit non uniforme. Dans ce cas, la région du champ intense attire ou repousse le corps selon que le moment magnétique de celui-ci tend à se placer ou non le long du champ. La formule de la force a été donnée p. 121.

On équilibre le spécimen avec des poids en l'absence de champ magnétique. Une fois le spécimen placé dans un champ magnétique, l'équilibre est rompu. Selon que le corps est paramagnétique ou diamagnétique, on est obligé de rajouter ou, au contraire, d'enlever des poids. C'est une tâche difficile, mais on en vient à bout si la balance est suffisamment précise. Le fait est que (dans le cas facilement réalisable où la non-uniformité du champ est de l'ordre de centièmes de tesla par centimètre) 1 cm^3 de matière sera soumis à une force d'environ 1 milligramme.

Les deux propriétés, paramagnétisme et diamagnétisme, sont assez faciles à expliquer.

Le diamagnétisme découle directement du fait que dans un champ magnétique chaque électron décrit une circonférence. Ces courants circulaires créent leurs moments magnétiques pro-

pres d'un sens opposé à celui du champ responsable de la rotation.

Le diamagnétisme est une propriété commune à toutes les matières.

Le paramagnétisme et à fortiori le ferromagnétisme masquent les propriétés diamagnétiques de la matière.

Sont paramagnétiques les matières dont les atomes ou les ions ont un moment magnétique, lequel peut être dû au mouvement orbital des électrons, au spin d'un électron isolé ou aux deux causes à la fois.

En l'absence de champ magnétique, les atomes des corps diamagnétiques n'ont pas de moment magnétique. Les atomes des corps paramagnétiques ont des moments magnétiques, mais disposés tout à fait en désordre en raison de l'agitation thermique, exactement comme dans les corps ferromagnétiques au-dessus du point de Curie. L'application d'un champ provoque une lutte entre la force régulatrice de ce champ et le désordre engendré par l'agitation thermique. A mesure que la température baisse, un nombre toujours croissant d'atomes se placent de telle sorte que leur moment magnétique forme un angle aigu avec le sens du champ. On conçoit donc aisément qu'une baisse de température entraîne un accroissement de la perméabilité magnétique des corps paramagnétiques.

LE CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE

L'homme contemporain est habitué à ce que l'apparition de tout appareil résulte du développement de quelque théorie physique. Une fois l'appareil créé, ce sont des ingénieurs qui s'en occupent ; les physiciens, eux, n'ont plus à intervenir, la nature du phénomène sur lequel se

fonde le fonctionnement de l'appareil ayant été comprise avant sa création.

Il en fut tout autrement dans le cas du compas. Il apparut sans doute en Chine au XIe siècle et servit pendant des siècles de principal instrument de navigation, mais sans que personne comprît vraiment le principe de son fonctionnement. Pourquoi l'une des extrémités de l'aiguille pointait-elle toujours vers le nord ? La plupart des sages expliquaient ce comportement par l'action de forces extraterrestres, par exemple par l'attraction de l'extrémité de l'aiguille par l'Etoile polaire.

En 1600 parut l'admirable livre de William Gilbert intitulé « De arte magnetica ». Une approche rigoureusement scientifique permit au savant de mieux comprendre l'essence des phénomènes magnétiques. Après avoir façonné en boule un morceau de magnétite, Gilbert étudia minutieusement l'orientation d'une aiguille aimantée suspendue au-dessus de ses diverses parties et constata que cette orientation coïncidait exactement avec celle que prenait une aiguille aimantée dans diverses régions du globe. Il en déduisit que l'action d'un compas s'expliquait parfaitement en supposant que la Terre constituait un aimant permanent dont l'axe était orienté le long de l'axe terrestre.

Dès lors, l'étude du géomagnétisme fut portée à un niveau plus élevé. Des recherches plus poussées montrèrent que l'aiguille aimantée ne s'orientait pas tout à fait exactement du nord au sud. L'angle d'écart entre sa direction et le méridien tracé par un point donné s'appelle déclinaison magnétique. Les pôles magnétiques sont déviés de 11,5° par rapport à l'axe de rotation de la Terre (fig. 3.10). L'aiguille ne se trouve pas exactement sur le plan horizontal, mais se tourne vers l'horizon sous un angle appelé inclinaison

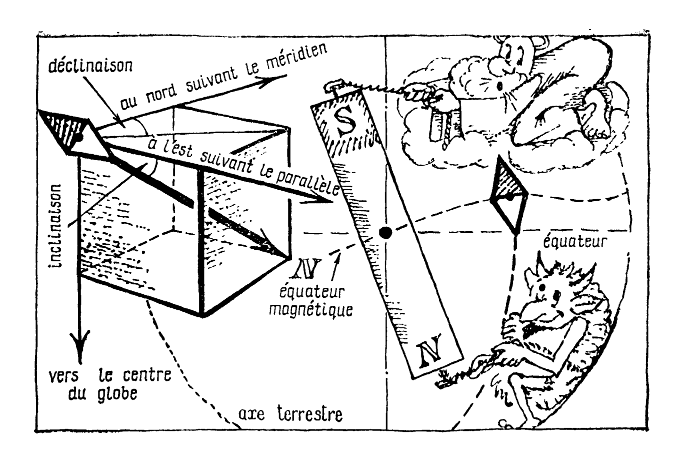


Fig. 3.10.

magnétique. En étudiant l'inclinaison magnétique en divers points de la Terre, on arrive à la conclusion que le dipôle magnétique est situé en profondeur. Il crée un champ non uniforme dont l'intensité est de $0{,}6 \cdot 10^{-4}$ T aux pôles magnétiques et de $0{,}3 \cdot 10^{-4}$ T à l'équateur.

Quel est donc cet aimant situé à l'intérieur de la Terre ? Le « dipôle » magnétique se trouve dans le noyau de la Terre, constitué de fer en fusion. Même fondu, le fer demeure un bon conducteur d'électricité, et l'on peut, pour expliquer le champ magnétique terrestre, proposer le modèle d'une sorte de « dynamo magnétique ». Sans entrer dans les détails, nous nous bornerons à indiquer que « l'aimant terrestre » est créé par les courants qui circulent au sein du fer en fusion.

Le champ magnétique terrestre varie. Les pôles magnétiques se déplacent à la vitesse de 5 à 6 km par an, ce qui est insignifiant à l'échelle de notre planète. Ce phénomène ne se décèle aisément que tous les cent ans environ, aussi lui

a-t-on donné le nom de variation séculaire du champ magnétique.

Il est superflu de prouver à quel point il est important de connaître avec précision les éléments du magnétisme terrestre en tout lieu de la surface du globe. Le compas magnétique est encore utilisé à ce jour par les navigateurs, qui doivent donc disposer de cartes de déclinaisons et inclinaisons magnétiques. Au voisinage des pôles, comme on le voit sur la figure, l'extrémité nord de l'aiguille aimantée ne pointe plus du tout vers le nord. On aurait également du mal à se passer d'une carte du champ magnétique à proximité de l'équateur terrestre, lequel ne coïncide nullement avec l'équateur magnétique.

La connaissance du champ magnétique sur les terres immergées présente également un immense intérêt, car elle sert les buts de la prospection géologique. Nous ne pouvons nous arrêter sur ces problèmes. La géophysique — science importante et étendue — mérite 'un exposé particulier.

Quelques mots sur les recherches dites paléomagnétiques, qui permettent de juger du champ magnétique terrestre à une époque reculée. Ces recherches s'appuient surtout sur l'étendue de l'aimantation rémanente des roches, etc.

Voici, par exemple, en quoi consistent essentiellement les méthodes d'étude des périodes préhistoriques. Une brique et un vase d'argile ont une faible aimantation rémanente, qui apparaît dans l'argile chaude lors de sa cuisson. Le sens du moment magnétique correspond à celui du champ magnétique lors de la confection et du refroidissement d'un objet, dont il s'avère parfois possible de déterminer avec une bonne précision la position à l'époque de sa fabrication.

Voici un autre exemple de recherches de ce genre : on étudie le sens géographique du moment

magnétique d'un minerai, et l'on en détermine l'âge d'après la quantité d'isotopes radioactifs.

Les recherches paléomagnétiques fournissent la preuve la plus rigoureuse de la dérive des continents. On s'est aperçu que les aimantations de gisements de fer formés il y a des centaines de millions d'années sur les divers continents pouvaient être dirigées le long des lignes d'induction du champ magnétique terrestre si l'on rassemblait ces continents en un seul, appelé Gondwana, qui se serait démembré plus tard pour former l'Afrique, l'Australie, l'Antarctide et l'Amérique du Sud.

Il n'a été question jusqu'à présent que de la source « intraterrestre » (la principale) du magnétisme. Cependant, certaines variations du champ magnétique sont dues à des particules chargées d'origine extra-terrestre. Il s'agit surtout des courants de protons et d'électrons émis par le Soleil. Les particules chargées sont transportées par le champ vers les pôles, où elles suivent des trajectoires circulaires sous l'effet des forces de Lorentz. Il en résulte deux phénomènes. Outre que les particules chargées en mouvement créent un champ magnétique supplémentaire (tempêtes magnétiques), elles ionisent les molécules des gaz atmosphériques, causant les aurores boréales. Les fortes tempêtes magnétiques se produisent périodiquement (tous les 11,5 ans) et coïncident avec les périodes d'intense activité solaire.

Des mesures directes au moyen d'engins spatiaux ont montré que les corps célestes les plus proches de la Terre — la Lune, Vénus et Mars — n'ont pas de champ magnétique propre analogue à celui de la Terre. Parmi les autres planètes du système solaire, seuls Jupiter et apparemment Saturne ont des champs magnétiques propres. On a découvert sur Jupiter des champs atteignant 10 G

ainsi qu'une série de phénomènes caractéristiques (tempêtes magnétiques, rayonnement radio-électrique, etc.).

LES CHAMPS MAGNÉTIQUES STELLAIRES

Les planètes et les étoiles refroidies ne sont pas les seules à posséder un champ magnétique. Certains corps célestes incandescents en ont un aussi.

Le Soleil étant l'étoile la plus proche de la Terre, nous en savons davantage sur son champ magnétique que sur ceux des autres corps célestes. Le champ magnétique solaire peut être observé visuellement durant une éclipse solaire. Les particules de matière solaire dotées d'un moment magnétique se rangent le long des lignes d'induction et forment une image du champ magnétique. On distingue nettement les pôles magnétiques, et l'on peut apprécier l'intensité du champ magnétique, qui dans certaines vastes régions de dizaines de milliers de kilomètres de diamètre dépasse de plusieurs milliers de fois l'intensité du champ magnétique terrestre. Ces régions sont appelées taches solaires ; comme elles sont plus sombres que les autres parties du Soleil, leur température est évidemment moins élevée, à savoir de 2000° inférieure à la température « normale » du Soleil.

L'existence d'un lien entre cette température et l'intensité accrue du champ magnétique ne fait aucun doute, mais on ne dispose pas d'une bonne théorie qui en rend compte.

Et qu'en est-il des autres étoiles ? Les succès spectaculaires remportés par l'astrophysique ces dernières années ont permis d'établir l'existence de champs magnétiques dans les étoiles. Les « taches magnétiques stellaires » ont une température d'environ 10 000 °C, et elles peuvent

changer de place, voire disparaître complètement, en l'espace de quelques mois. Cette variation est plus facile à expliquer si l'on admet qu'elle n'est qu'apparente, étant plutôt due à la rotation de toute l'étoile.

La présence de champs magnétiques est attestée par l'intensité exceptionnelle de certaines lignes spectrales. Il semble que les étoiles magnétiques présentent une forte teneur en fer à l'équateur magnétique.

Dans le cosmos, les champs magnétiques sont extrêmement faibles (millionièmes de gauss). Ce fait se passe d'explication si l'on considère le vide poussé qui règne dans le cosmos. Lors de la formation des étoiles à partir d'atomes dispersés dans l'univers, la concentration de la matière céleste s'accompagne d'une « concentration » du champ magnétique. Mais comment se fait-il alors que les étoiles ne possèdent pas toutes un champ magnétique ?

La Terre existe depuis des milliards d'années. Il s'ensuit que le champ magnétique de la Terre est constamment entretenu par les courants électriques circulant dans ses couches profondes. Les étoiles privées de champ magnétique se sont apparemment à ce point refroidies qu'elles ne renferment plus de courants électriques. Il est cependant douteux que cette explication puisse être tenue pour universelle.

L'intensité de certains champs magnétiques stellaires dépasse 10 000 gauss.

Il doit exister des champs d'une intensité fantastique (10^{15} G !) à proximité des étoiles neutroniques.

CHAPITRE 4

ABRÉGÉ D'ÉLECTROTECHNIQUE

FORCE ÉLECTROMOTRICE SINUSOÏDALE

Les accumulateurs et les piles sont des sources de courant continu. Quant au réseau électrique, il nous fournit un courant alternatif. Les termes « continu » et « alternatif » concernent la tension, la f.é.m. et l'intensité du courant. Le courant est alternatif ou continu selon que, lors de son passage, ces trois grandeurs varient ou non.

Le caractère de la variation du courant électrique dans le temps dépend du générateur qui le débite. La courbe représentant la variation du courant électrique peut être obtenue au moyen d'un oscillographe cathodique. Le rayon électronique est dévié par les champs de deux condensateurs plans perpendiculaires entre eux. En faisant varier la tension appliquée sur les plaques des condensateurs, on peut obliger le spot formé par le rayon sur l'écran à se déplacer sur toute la surface de l'écran.

La représentation du courant alternatif s'obtient de la manière suivante. On applique sur une paire de plaques une tension dite en dents de scie, dont la courbe est montrée sur la fig. 4.1. Si le rayon électronique ne subit que l'action de cette seule tension, le spot se déplace uniformément sur l'écran avant de regagner par un saut sa position initiale. L'emplacement du spot renseigne sur l'instant. Si l'on applique sur l'autre paire de plaques la tension alternative variable étudiée, celle-ci est balayée exactement de la même façon qu'une oscillation mécanique balayée à l'aide du simple dispositif montré dans notre premier livre.

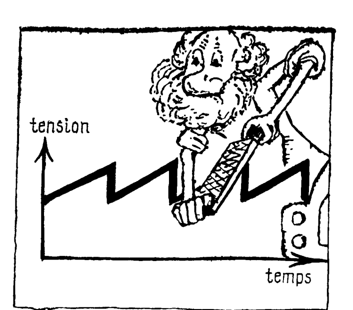


Fig. 4.1.

En parlant d'« oscillation », je ne me suis pas mépris. Dans la plupart des cas, les grandeurs caractérisant le courant alternatif oscillent selon la même loi harmonique de la sinusoïde qui régit les oscillations d'un pendule autour de sa position d'équilibre. Il suffit pour s'en convaincre de brancher un oscillographe sur le réseau urbain.

On peut porter en ordonnée le courant ou la tension. Les caractéristiques du courant sont identiques aux paramètres d'une oscillation mécanique. L'intervalle de temps qui sépare deux phases semblables de variations est appelée période T, comme on le sait ; en ville la fréquence du courant ν (grandeur inverse de la période) est généralement de 50 périodes par seconde.

Dans le cas d'une seule sinusoïde, le choix de l'origine du temps est indifférent. Mais si deux sinusoïdes se superposent, comme montré sur la fig. 4.2, il faut indiquer de quelle fraction de période elles sont déphasées. On appelle phase l'angle $\varphi = 2\pi t/T$, et selon que les courbes sont décalées d'un quart, d'un huitième, etc., de période l'une par rapport à l'autre, on dit qu'elles sont déphasées respectivement de 90°, 45°, etc.

Dans le cas de plusieurs sinusoïdes déphasées, les techniciens parlent de vecteurs de courant ou de tension. La longueur du vecteur correspond à

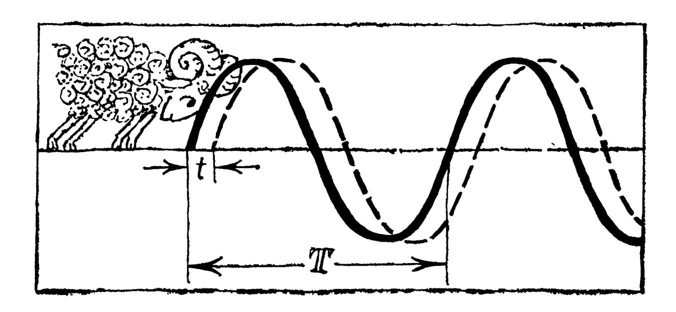


Fig. 4.2.

l'amplitude de la sinusoïde, et l'angle formé par les vecteurs, au déphasage. De nombreux dispositifs techniques fournissent un courant non pas simplement sinusoïdal, mais tel que sa courbe est la somme de plusieurs sinusoïdes décalées.

Montrons qu'un simple courant sinusoïdal apparaît au cas où un cadre conducteur tourne à vitesse constante dans un champ magnétique uniforme.

Lors d'une orientation arbitraire du cadre par rapport aux lignes d'induction, le flux magnétique traversant le circuit est

$$\Phi = \Phi_{\max} \sin \varphi,$$

où φ est l'angle formé par le plan de spire et le sens du champ. Cet angle varie en fonction du temps selon la formule $\varphi = 2\pi t/T$.

La loi de l'induction électromagnétique permet de calculer la f.é.m. d'induction. Ecrivons les expressions des flux magnétiques pour deux instants séparés par un très petit intervalle de temps τ :

$$\Phi = \Phi_m \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad \Phi \quad \Phi_m \sin \frac{2\pi}{T} (t + \tau).$$

La différence entre ces expressions est

$$2\Phi_m \cos\frac{2\pi}{T}\left(t+\frac{\tau}{2}\right)\sin\left(\frac{2\pi}{T}\frac{\tau}{2}\right).$$

Comme τ est très petit, les égalités approchées suivantes sont valables:

$$\sin\left(\frac{2\pi}{T}\frac{\tau}{2}\right)\approx\frac{2\pi}{T}\frac{\tau}{2},$$

$$\cos\frac{2\pi}{T}\left(t+\frac{\tau}{2}\right)\approx\cos\frac{2\pi}{T}t.$$

La f.é.m. d'induction est égale à cette différence relative au temps. Donc

$$E^{\text{ind}}=\frac{2\pi}{T}\Phi_m\cos\frac{2\pi}{T}t=$$

$$=\frac{2\pi}{T}\Phi_m\sin\left(\frac{2\pi}{T}t-\frac{\pi}{2}\right).$$

Nous avons démontré que la f.é.m. d'induction s'exprime par une sinusoïde décalée de 90° par rapport à la sinusoïde du flux magnétique. Quant à la valeur maximale de la f.é.m. d'induction, c'est-à-dire de son amplitude, elle est proportionnelle au produit de l'amplitude du flux magnétique par la fréquence de rotation du cadre.

La loi de l'intensité du courant s'obtient en divisant la f.é.m. d'induction par la résistance du circuit. Mais ce serait commettre une grosse erreur que d'assimiler la résistance au courant alternatif, figurant au dénominateur de l'expression,

$$I_a = E^{\text{ind}}/R_a$$

à la résistance active, c'est-à-dire à la grandeur à laquelle nous avons eu affaire jusqu'à présent. Il s'avère que R_a n'est pas seulement déterminé par la résistance active, mais dépend en outre de deux paramètres du circuit: son inductance et les capacités couplées dans le circuit.

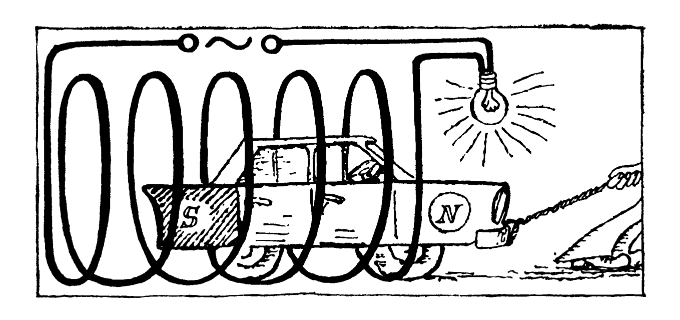


Fig. 4.3.

Le fait que la loi d'Ohm se complique quand on passe d'un courant continu à un courant alternatif est montré par la simple expérience suivante. La fig. 4.3 représente le circuit d'un courant passant par une ampoule électrique et une bobine dans laquelle on peut faire entrer un noyau de fer. Branchons maintenant le noyau de fer à l'intérieur de la bobine, puis retirons-le. Aucun effet! La résistance du circuit ne varie pas, et il en est donc de même de l'intensité du courant. Mais refaisons l'expérience après avoir branché le circuit sur une prise de courant alternatif. Cette fois, la lueur de la lampe est vive ou pâle selon que le noyau est à l'extérieur ou à l'intérieur de la bobine.

Ainsi donc, lorsque la tension extérieure et la résistance ohmique (qui ne dépend que de la composition, de la longueur et de la section des fils) sont invariables, l'intensité du courant varie selon la position du noyau de fer dans la bobine.

Qu'est-ce que cela signifie?

On se rappelle que le noyau de fer augmente considérablement (de milliers de fois) le flux magnétique qui traverse la bobine. Dans le cas d'une f.é.m. variable, le flux magnétique dans

la bobine varie continuellement. Mais alors qu'il variait de 0 à une unité conventionnelle en l'absence du noyau de fer, il varie de 0 à plusieurs milliers d'unités en sa présence.

Lors d'un changement du flux magnétique, les lignes d'induction traverseront les spires de leur « propre bobine », dans laquelle apparaîtra un courant de self-induction. Conformément à loi de Lenz, ce courant sera dirigé de manière à atténuer l'effet déjà produit : la f.é.m. extérieure se heurte à une opposition particulière, qui n'existait pas lorsque le courant était continu. En d'autres termes, le courant alternatif a une résistance supplémentaire, due au fait que le champ magnétique, en traversant les fils de son circuit, crée une f.é.m. particulière dite de self-induction, qui affaiblit l'intensité moyenne du courant. Cette résistance supplémentaire est appelée réactance inductive.

L'expérience montre (et cette circonstance paraîtra sans doute tout à fait naturelle au lecteur) que le flux magnétique qui traverse la bobine (ou, d'une façon plus générale, tout le circuit du courant) est proportionnel à l'intensité du courant : $\Phi = LI$. Pour ce qui est du coefficient de proportionnalité L, appelé inductance, il dépend de la géométrie du circuit et de la nature des noyaux qu'il renferme. Ainsi qu'il ressort de la formule, la valeur numérique de l'inductance est égale au flux magnétique lorsque l'intensité du courant est d'un ampère. L'unité d'inductance L est le Henry (1 H = 1 Ohm·s).

On peut établir théoriquement et confirmer expérimentalement que la résistance inductive R_L est exprimée par la formule

$$R_L = 2\pi\nu L.$$

Si la résistance ohmique (qui nous est familière) et la capacitance (avec laquelle nous nous fami-

liariserons plus loin) sont faibles, l'intensité du courant dans le circuit est

$$I = E/R_L.$$

Pour permettre de se faire une idée de ce que signifient « faible » et « fort » en l'occurrence, indiquons que pour la fréquence du courant urbain et une inductance de 0,1 H, la réactance inductive vaut environ 30 Ω.

Et que représente une bobine ayant une inductance de 1 Henry ? L'inductance des bobines et des selfs (bobines à noyaux de fer) est donnée par la formule suivante :

$$L = \mu_0 \mu \frac{n^2}{l} S, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ J/(A}^2\cdot\text{m)};$$

où n est le nombre de spires, l la longueur de la bobine, S la section transversale. De la sorte, 0,002 H sera l'inductance d'une bobine aux paramètres suivants : $l = 15$ cm, $n = 1500$, $S = 1$ cm². Si l'on y introduit un noyau de fer de $\mu = 1000$, l'inductance vaudra 2 H. L'existence d'une f.é.m. d'origine quelconque, et donc d'une f.é.m. de self-induction, indique qu'il s'effectue un travail. Ce travail, on le sait, est égal à EI. Si le courant est alternatif, E comme I varient à chaque instant. Supposons leurs valeurs égales à E_1 et I_1 à un instant t et à E_2 et I_2 à un instant $t + \tau$. Le flux magnétique traversant les spires d'une bobine d'inductance L est égal à LI. Il valait LI_1 à l'instant t et LI_2 à l'instant $t + \tau$. A quoi est donc égal le travail nécessaire pour porter la valeur du courant de I_1 à I_2 ? La f.é.m. est égale au quotient du changement du flux magnétique par le temps du changement :

$$E = L\,(I_2 - I_1)/\tau.$$

Pour obtenir le travail $EI\tau$, il faut multiplier cette expression par le temps et l'intensité moyen-

ne du courant, c'est-à-dire par $(I_1 + I_2)/2$. On arrive à la conclusion que le travail de la f.é.m. de self-induction est égal à

$$\frac{L}{2}(I_2+I_1)(I_2-I_1)=\frac{L}{2}I_2^2-\frac{L}{2}I_1^2.$$

On peut exprimer ce résultat arithmétique en disant que le travail de la f.é.m. est égal à la différence de la quantité $LI^2/2$ aux deux instants. Cela signifie que sur la résistance inductive l'énergie, au lieu de se dissiper, de se convertir en chaleur comme dans les circuits à résistance ohmique, est « stockée ». Il est donc entièrement légitime de donner à la quantité $LI^2/2$ le nom d'énergie magnétique du courant.

Voyons maintenant l'effet exercé sur la résistance opposée par un circuit à un courant alternatif par l'introduction d'un condensateur.

Si dans le circuit d'un courant continu on insère un condensateur, le courant ne passe pas. Le fait est que dans ce cas, mettre un condensateur en circuit équivaut à interrompre celui-ci. Dans un circuit de courant alternatif, par contre, le même condensateur n'annule pas le courant.

La raison de cette différence est simple. Une fois le circuit branché sur une prise de courant alternatif, des charges électriques commencent à s'accumuler sur les armatures du condensateur. Vers l'une des armatures se dirige une charge électrique positive, vers l'autre, une charge négative. Supposons faibles l'inductance et la résistance ohmique. La charge se poursuivra jusqu'à ce que la tension sur les armatures du condensateur soit maximale et égale à la f.é.m. de la source. A cet instant, l'intensité du courant est nulle.

En mesurant à l'aide d'un appareil quelconque l'intensité moyenne du courant dans le circuit par période, on peut s'assurer qu'elle varie

en fonction de deux grandeurs. Pour commencer, on prouve (expérimentalement ainsi qu'au moyen de considérations théoriques) que le courant diminue à mesure que la fréquence baisse. C'est donc que la capacitance est inversement proportionnelle à la fréquence, ce qui est tout à fait naturel, car plus la fréquence baisse, plus le courant alternatif augmente, se rapprochant en quelque sorte d'un courant continu.

En faisant varier les paramètres géométriques du condensateur, à savoir la distance entre les plaques et leurs surfaces, on constate que la capacitance est elle aussi inversement proportionnelle à la capacité du condensateur.

La formule de la capacitance est

$$R_C = \frac{1}{2\pi\nu C}.$$

A la fréquence du courant urbain, un condensateur de 30 μF fournit une résistance d'environ 100 Ω.

Sans m'étendre sur la manière dont on calcule la résistance de circuits complexes groupés de résistance ohmique, de réactances inductives et capacitives, je me bornerai à prévenir le lecteur que l'impédance du circuit n'est pas égale à la somme des résistances particulières.

L'intensité du courant électrique et la tension sur une portion de circuit comprenant une résistance ohmique, un condensateur et une bobine à induction peuvent être mesurées par le procédé habituel au moyen d'un oscillographe cathodique. Tant le courant que la tension apparaîtront sur l'écran sous forme de sinusoïdes. Nous ne serons pas surpris de constater que ces sinusoïdes sont déviées l'une par rapport à l'autre d'un certain angle de phase φ. (Le lecteur comprendra vite qu'il doit effectivement en être ainsi s'il se rappelle que dans un circuit comprenant

un condensateur, par exemple, le courant est nul lorsque la tension sur le condensateur est maximale.)

La valeur du déphasage φ est très importante. Le fait est que la puissance du courant est égale au produit de l'intensité du courant par la tension. Si les sinusoïdes du courant et de la tension coïncident, cette valeur est maximale, mais si elles sont décalées, comme dans le cas d'un circuit ayant seulement une inductance ou une capacitance, la puissance est nulle. On le vérifie aisément en traçant deux sinosoïdes décalées de 90°, en multipliant leurs ordonnées et en ajoutant ces produits par période. On peut apporter la preuve rigoureuse que dans le cas général la puissance moyenne du courant alternatif par période vaut

$$W = UI \cos \varphi.$$

C'est à l'ingénieur électricien qu'incombe la tâche d'accroître $\cos \varphi$.

LES TRANSFORMATEURS

Un transformateur est un appareil extrêmement simple qui permet d'élever ou d'abaisser la tension. Il comporte deux enroulements à nombres de spires différents autour d'un noyau en fer.

Branchons l'un des enroulements sur le réseau. Au moyen d'un voltmètre on s'assure qu'aux extrémités de l'autre enroulement apparaît une tension qui diffère de celle du réseau. Si les enroulements primaire et secondaire ont respectivement w_1 et w_2 spires, les tensions sont dans le rapport

$$U_1/U_2 = w_1/w_2.$$

De la sorte, un transformateur élève ou abaisse la tension selon que la tension primaire est appliquée à l'enroulement à nombre de spires inférieur ou supérieur.

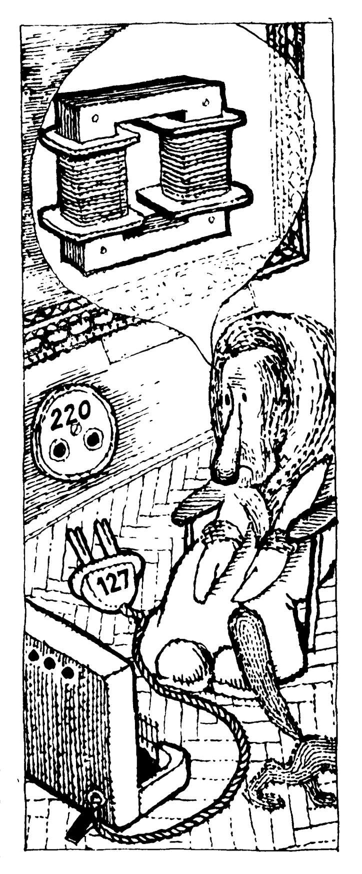


Fig. 4.4.

Pourquoi en est-il ainsi ? Le fait est que tout le flux magnétique passe pratiquement par le noyau en fer. Les deux enroulements sont donc traversés par le même nombre de lignes d'induction. Le transformateur ne fonctionne que si la tension primaire est alternative. Une variation sinusoïdale du courant dans l'enroulement primaire engendrera une f.é.m. sinusoïdale d'induction dans l'enroulement secondaire. Les spires des enroulements primaire et secondaire se trouvent dans des conditions identiques. La f.é.m. d'une spire de l'enroulement primaire est égale à la f.é.m. du réseau divisée par le nombre de spires de l'enroulement primaire, U_1/w_1, tandis que la f.é.m. de la bobine secondaire est égale au produit de la valeur de U_1/w_1 par le nombre de spires w_2. En principe, tout transformateur peut

servir tant à élever qu'à abaisser la tension selon qu'on branche tel ou tel enroulement sur la tension primaire.

On utilise souvent les transformateurs dans la vie courante (fig. 4.4). En plus de ceux dont on est obligé de se servir du fait que certains appareils sont prévus pour une tension différente de celle du réseau urbain, on a également affaire aux bobines d'allumage montées dans les moteurs d'automobiles. Une telle bobine fonctionne comme un transformateur élévateur de tension. La production d'une étincelle capable d'allumer le carburant exige une haute tension, qui est fournie par l'accumulateur dont le courant continu a préalablement été transformé en courant alternatif au moyen d'un rupteur. On comprend aisément qu'aux pertes d'énergie près dues à l'échauffement du transformateur, l'intensité du courant diminue lorsque la tension augmente et inversement.

Pour les appareils à souder on se sert de transformateurs abaisseurs. Dans leur cas, en effet, on a besoin de courants très intenses, et le transformateur d'un appareil à souder ne comporte qu'une seule spire de sortie.

Le lecteur a sans doute remarqué que le noyau d'un transformateur est constitué de minces feuilles d'acier. On évite ainsi les pertes d'énergie lors de la transformation de la tension. Comme mentionné précédemment, les courants de Foucault jouent un moindre rôle dans les matériaux s'ils sont feuilletés au lieu de massifs.

A la différence des petits transformateurs d'usage domestique, les puissants transformateurs industriels sont de dimensions imposantes. Dans leur cas, le noyau et les enroulements sont placés dans un bac rempli d'huile réfrigé, rante.

LES MACHINES PRODUCTRICES DE COURANT ÉLECTRIQUE

Les machines transformant un mouvement mécanique en courant électrique n'apparurent qu'il y a quelque 150 ans.

La première machine génératrice de courant fut celle de Faraday. Une spire de fil conducteur y tournait dans un champ créé par les aimants permanents. L'idée ne tarda pas à venir à l'esprit (mais d'un autre que Faraday) de remplacer la spire par un enroulement et d'ajouter ainsi toutes les f.é.m. produites dans toutes les spires. Ce ne fut qu'en 1851 qu'on remplaça les aimants permanents par des électro-aimants, c'est-à-dire par des bobines fixées sur un noyau en fer. Ce fut alors qu'apparut le terme « excitation », car pour que la machine se mette à produire du courant, il fallait « animer » l'électro-aimant. On commençait par exciter la machine en amenant dans l'enroulement de l'électro-aimant du courant provenant d'une source extérieure.

L'étape suivante fut la découverte du principe d'autoexcitation de la machine, qui permit de se passer d'une source d'énergie supplémentaire pour exciter les électro-aimants. Il suffit en effet de relier par quelque procédé l'enroulement d'excitation de l'électro-aimant au principal enroulement de la machine. A la fin des années 80 du siècle dernier, la machine électrique acquit les principaux traits qu'elle a conservés à ce jour. Le plus simple modèle de génératrice de courant continu est représenté à la fig. 4.5. En faisant tourner le cadre parcouru par le courant dans le champ créé par des aimants permanents on y produit une f.é.m. sinusoïdale.

Si l'on désire transformer un courant alternatif en courant continu, il faut équiper la machine d'un dispositif spécial, appelé collecteur, con-

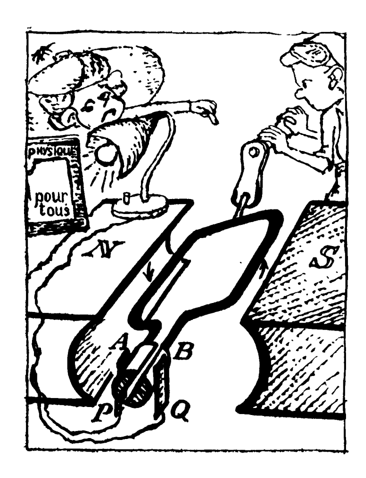
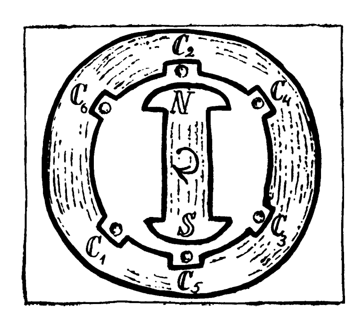


Fig. 4.5.

sistant en deux demi-bagues *A* et *B* isolées l'une de l'autre et fixées sur le même cylindre (fig. 4.5). Le cylindre tourne en même temps que le cadre. Sur les demi-bagues sont appliqués les contacts *P* et *Q* (balais) au moyen desquels le courant est amené dans le circuit extérieur. A chaque demi-tour du cadre, ses extrémités passent d'un balai sur l'autre. Aussi le courant ne change-t-il de sens que dans le cadre même, mais non dans le circuit extérieur. Comme la partie mobile d'une machine réelle consiste en un grand nombre de cadres (sections décalées d'un certain angle l'une par rapport à l'autre), et que le collecteur comporte un nombre correspondant de plaques, on obtient sur les balais de la machine une tension pratiquement constante.

La puissance des générateurs de courant continu actuels varie de fractions de kilowatt à plusieurs milliers de kilowatts. Les générateurs de grande puissance servent à l'électrolyse dans l'industrie chimique et la métallurgie non ferreuse (production de l'aluminium, du zinc). Ils sont prévus pour des courants élevés et des ten-

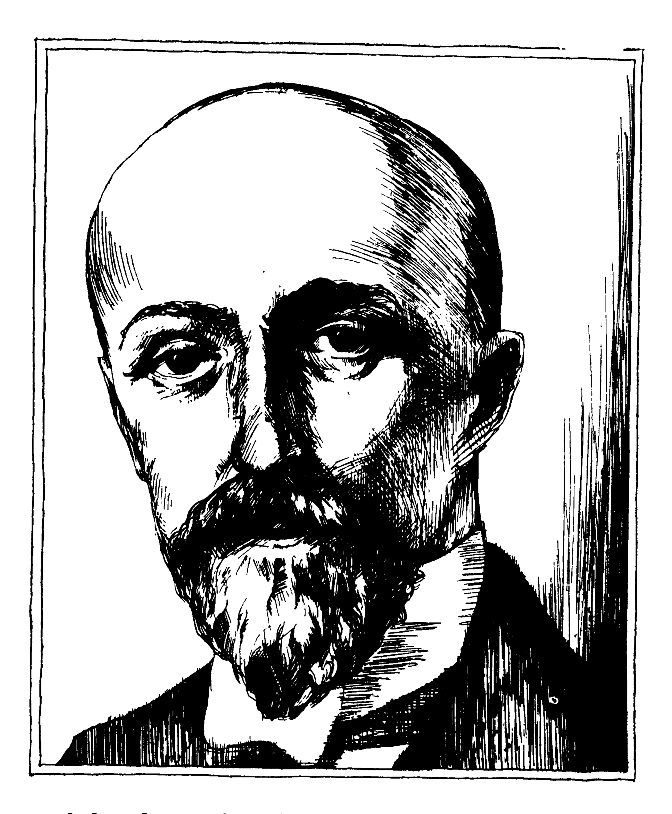
Fig. 4.6.



sions relativement basses (120 à 200 V, 1000 à 20 000 A). On se sert également de machines de courant continu en soudure électrique.

Mais les générateurs de courant continu ne sont pas les principaux producteurs d'énergie électrique. En U.R.S.S., on a adopté dans la production et la distribution de l'énergie électrique un courant alternatif d'une fréquence de 50 Hz. Un générateur de courant alternatif appelé alternateur est construit de manière qu'on puisse en obtenir simultanément trois f.é.m. de même fréquence mais déphasées l'une par rapport à l'autre d'un angle $2\pi/3$.

Un tel alternateur triphasé est représenté schématiquement à la fig. 4.6, où chacune des bobines est remplacée par une spire. Les fils des trois spires sont respectivement marqués C_1 — C_4, C_2 — C_5 et C_3 — C_6. Si le courant entre par C_1, il sort par C_4, etc. (Il va de soi qu'aux instants correspondant aux diverses positions du rotor et du stator, n'importe quelle extrémité peut constituer une entrée ou une sortie de courant.) La f.é.m. créée dans les spires fixes de l'enroulement du stator résulte de ce qu'elles sont traversées par le champ magnétique de l'électro-aimant mobile (rotor). Lorsque le rotor tourne à vitesse constante dans les enroulements à phases du stator, il se crée des f.é.m. de même fréquence va-



Michel Dolivo-Dobrovolski (1862-1919), remarquable savant et ingénieur russe, créateur du système de courant triphasé, qui forme la base de toute l'électrotechnique moderne. Elabora tous les éléments des circuits triphasés de courant alternatif. En 1888, construisit le premier générateur triphasé de courant alternatif à champ magnétique tournant.

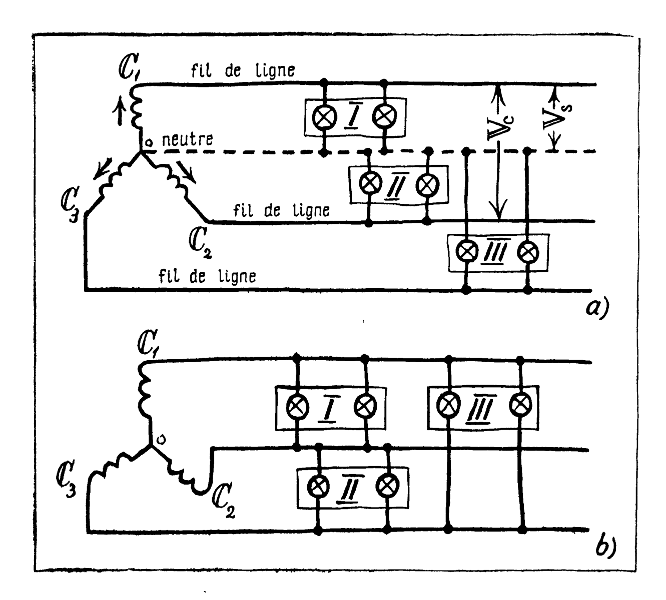


Fig. 4.7.

riant périodiquement mais déphasées de 120° l'une par rapport à l'autre par suite de leur déplacement spatial.

Les trois spires de la bobine peuvent être connectées soit en étoile, soit en triangle. Ces connexions furent mises au point et appliquées par M. Dolivo-Dobrovolski (1862-1919) au début des années 90 du siècle dernier. Dans la connexion en étoile, les extrémités de tous les enroulements de l'alternateur C_4, C_5 et C_6 sont connectées en un seul point, qualifié de neutre (fig. 4.7, *a*). On relie l'alternateur aux récepteurs d'énergie par quatre fils: trois fils de ligne, venant des origines des enroulements C_1, C_2, C_3, et un fil neutre, venant du point nul de l'alternateur. Ce système est dit à quatre fils.

La tension entre le point nul et le début de la phase est qualifiée de simple. La tension entre les origines des enroulements est qualifiée de composée. Ces tensions sont liées par la relation

$$U_c = \sqrt{3}\, U_s.$$

Si les charges (*I*, *II*, *III*) des trois phases sont identiques, le courant dans le fil neutre est nul. Dans ce cas, on peut supprimer le fil neutre et passer au système à trois fils. Le schéma de la connexion en étoille dans ce cas est montré à la fig. 4.7, *b*.

La connexion en triangle autorise également un câblage à trois lignes. L'extrémité de chaque enroulement est alors reliée à l'origine du suivant de manière à former un triangle fermé. Les fils de ligne sont reliés aux sommets du triangle. Ici, la tension en ligne est égale à la tension simple et les courants sont liés par la relation

$$I_c = \sqrt{3}\, I_s.$$

Les circuits triphasés présentent les avantages suivants: le transport de l'énergie est plus économique que dans le cas des circuits monophasés, et il s'avère possible d'obtenir deux tensions (simple et composée) dans la même installation.

L'alternateur décrit ci-dessus fait partie de la classe des machines électriques synchrones, ainsi appelées parce que la fréquence de rotation du rotor coïncide avec celle du champ magnétique du stator. Les générateurs synchrones sont les principaux producteurs d'énergie ; il en existe plusieurs modèles, qui diffèrent par le monde de rotation du rotor.

Du moment qu'il y a des machines synchrones, fera peut-être observer le lecteur, il doit aussi y en avoir des asynchrones. Effectivement.

Mais on les utilise en tant que moteurs, dont il sera question à la section suivante, où nous expliquerons aussi pourquoi le champ magnétique tourne dans une machine de courant alternatif triphasé.

LES MOTEURS ÉLECTRIQUES

Plus de la moitié de toute l'énergie électrique produite est transformée au moyen de moteurs électriques en énergie mécanique pour les divers besoins de l'industrie, de l'agriculture, des transports et de la vie courante. Le plus répandu, parce que simple, fiable, peu coûteux et facile à entretenir, est le moteur asynchrone inventé en 1889 par le talentueux ingénieur russe Dolivo-Dobrovolski. Ce moteur, qui a conservé ses principaux traits de nos jours, sert à actionner des mécanismes de tous genres : machines-outils, mécanismes de compression, de pompage, de pressage, de levage, de transport, etc.

Le modèle de François Arago (1786-1853) doit être considéré comme le prototype du moteur asynchrone. En 1824, Arago fit à l'Académie des Sciences de Paris la démonstration d'un phénomène auquel il donna le nom de « magnétisme de rotation ». Il montra qu'un disque de cuivre se mettait à tourner si on le plaçait dans le champ d'un aimant permanent. Cette idée fut brillamment utilisée par Dolivo-Dobrovolski, qui s'associa aux particularités d'un système de courants triphasé permettant d'obtenir la rotation du champ magnétique sans aucun dispositif complémentaire.

Considérons les schémas de la fig. 4.8. Pour simplifier les choses au maximum, seules trois spires y sont représentées (en réalité, évidemment, la machine utilise des bobines à grand

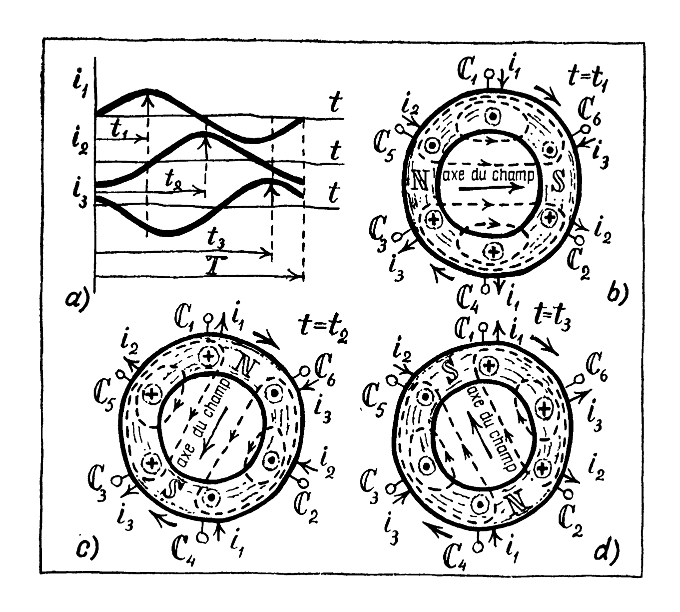
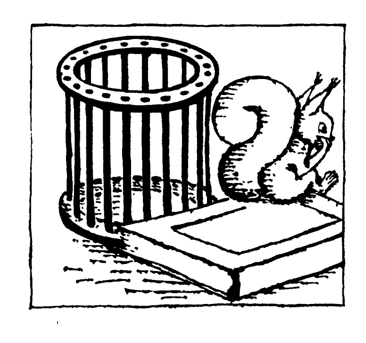


Fig. 4.8.

nombre de spires). Le point noir et la petite croix montrent l'entrée et la sortie du courant dans chaque spire à un instant déterminé. Ces trois spires forment l'une avec l'autre des angles de 120°. La fig. 4.8, *a* montre le déphasage des trois courants i_1, i_2, i_3 circulant dans les spires. C'est le champ magnétique résultant de ces trois bobines qui nous intéresse. Les lignes d'induction du champ résultant sont montrées sur la fig. 4.8, *b* pour l'instant t_1 (entrée en C_5, C_1 et C_6), sur la fig. 4.8, *c* pour l'instant t_2 et *d* pour l'instant t_3.

Nous voyons que le champ qui nous intéresse tourne (notez la position des croix) au vrai sens de ce mot. L'axe du champ au centre du système se situe sur l'axe de la spire (phase) dans laquelle le courant est maximal à l'instant donné.

Fig. 4.9.



La figure dont nous venons de parler donne une idée de la façon dont l'enroulement triphasé du courant alternatif est distribué dans le stator du moteur asynchrone triphasé. Le rotor (fig. 4.9), qui est mis en mouvement par le champ magnétique tournant, est court-circuité, c'est-à-dire que nous ne voyons ni les origines ni les fins de l'enroulement. Le rotor — une rangée de barres bornée par deux anneaux — ressemble à une cage d'écureuil. Quelle simplicité par comparaison avec une machine de courant continu! Appliquons au stator un courant alternatif triphasé. Il se crée dans la machine un champ magnétique tournant. Les lignes du champ magnétique traversent les barres du rotor et y induisent un courant. Par suite de l'interaction entre la barre parcourue par le courant et le champ magnétique, le rotor se met à tourner à une vitesse proche de celle du champ, mais sans l'atteindre. C'est justement ce qu'il faut, car dans le cas contraire les tiges du rotor ne traverseraient pas les lignes d'induction du champ tournant du stator et le rotor ne tournerait pas. C'est pour cela que de telles machines sont dites asynchrones. Le retard du rotor est appelé glissement.

La puissance des moteurs asynchrones varie d'une fraction de watt à des centaines de kilo-

watts, et peut même atteindre jusqu à 6000 kW sous une tension de 6000 V.

Les micromachines asynchrones sont utilisées dans les dispositifs automatiques en qualité de moteurs de commande — pour transformer un signal électrique acheminé vers ces moteurs en déplacement mécanique de l'arbre — et aussi de tachygénérateurs transformant la rotation en signal électrique.

Tant les machines synchrones examinées précédemment que les générateurs de courant continu peuvent aussi servir de moteurs électriques. C'est ce qui découle du principe de réversibilité, en vertu duquel toute machine électrique peut fonctionner aussi bien comme un générateur que comme un moteur.

Ainsi l'usine hydraulique de Kiev sur le Dniepr comprend une station accumulatrice équipée de groupes réversibles capables de fonctionner en qualité de pompes comme de turbines. En cas d'excédent d'énergie électrique dans le système énergétique, les turbines-pompes élèvent l'eau dans le bassin d'accumulation, la machine synchrone du groupe fonctionnant alors comme un moteur. En période d'utilisation maximale d'énergie électrique, le groupe utilise l'eau accumulée.

Dans les usines métallurgiques, les mines et les réfrigérateurs, les moteurs synchrones actionnent pompes, compresseurs, ventilateurs et autres mécanismes fonctionnant à vitesse constante. Dans les dispositifs automatiques, on utilise largement des micromoteurs synchrones dont la puissance s'étale de fractions de watt à des centaines de watts. Comme la vitesse de rotation de ces moteurs est rigoureusement liée à la fréquence du réseau d'alimentation, on s'en sert là où il s'avère nécessaire de maintenir une vitesse de rotation constante: mouvements d'horlogerie électrique, mécanismes d'entraînement de rubans

ou de filins dans les appareils enregistreurs et les installations cinématographiques, appareillage de radio, dispositifs programmateurs, systèmes de liaison par appareils synchrones, où la vitesse de rotation des mécanismes est régie par un changement de fréquence de la tension d'alimentation.

Un moteur de courant continu ne diffère en rien en principe au point de vue mécanique d'un générateur de courant continu. Il comporte un inducteur dont l'enroulement d'excitation est relié d'une manière ou d'une autre à la bobine de l'induit (en série ou en parallèle). L'excitation peut aussi être produite par une source d'alimentation indépendante. L'induit comprend un bobinage réparti dans les encoches, que l'on branche sur une source de courant continu. De même qu'un générateur, le moteur a un collecteur dont la fonction est de « redresser » le moment de rotation, c'est-à-dire d'obliger la machine à tourner longtemps dans un sens.

Les moteurs à courant continu à excitation en série conviennent particulièrement à la traction électrique, aux grues et aux monte-charge. Le fait est que dans leur cas, il est nécessaire que lors d'une forte charge la fréquence de rotation diminue nettement et que la traction, par contre, augmente considérablement. Telles sont précisément les propriétés d'un moteur à courant continu à excitation en série.

Les premières expériences de traction électrique non autonome en Russie furent effectuées par F. Pirotski (1845-1898). Dès 1876 il adapta une voie ferrée ordinaire à cette fin, et en août 1880, il fit circuler un tramway électrique sur une ligne d'essai de la voie ferrée à traction hippomobile dans le quartier du parc Rojdestvenski à Saint-Pétersbourg. En qualité de premier wagon du tramway, on se servit d'un wagon à impériale du chemin de fer à traction hippomobile à la

carrosserie duquel on suspendit un moteur électrique.

En Russie, le premier tramway de transport en commun fut inauguré à Kiev en 1892. Son moteur électrique était alimenté en courant par un câble conducteur de contact tendu au-dessus de la chaussée. A noter que la commission compétente n'approuva la mise en service du tramway qu'après s'être assurée par des calculs de la supériorité technique de la traction électrique sur les tractions hippomobile et à vapeur dans les conditions du profil difficile des rues de Kiev.

Les premières expériences de « navigation électrique » furent effectuées par B. Jacobi (1801-1874), qui fit la démonstration en 1838 sur la Néva d'un bateau capable de transporter quatorze passagers et dont le moteur d'une puissance de 550 W était alimenté par 320 piles galvaniques. Ce fut la toute première application d'un moteur électrique à des fins de traction.

Ces dernières années, on a vu apparaître dans la presse le mot de « navire (à propulsion) turbo-électrique ». Le sens de ce terme est facile à expliquer : dans un tel navire, la vapeur actionne de puissants générateurs de courant continu, et les hélices sont montées sur les arbres de moteurs électriques. Ne s'agit-il pas d'une complication superflue ? demandera peut-être le lecteur. Pourquoi ne pas monter directement l'hélice sur l'arbre de la turbine ?

Le fait est qu'une turbine à vapeur ne développe sa puissance maximale qu'à une vitesse de rotation strictement déterminée, qui est de 3000 tours par minute dans le cas de turbines de grande puissance. Au-dessus, la puissance diminue. Les performances d'un navire dont l'hélice serait montée directement sur l'arbre d'une turbine seraient médiocres. Un moteur électrique à courant continu, par contre, a une caractéristique de

traction parfaite: plus les forces de résistance sont grandes, plus considérable est l'effort de traction; de plus, un tel moteur peut fournir une puissance élevée à une faible vitesse de rotation au moment du démarrage.

De la sorte, le générateur et le moteur à courant continu montés entre la turbine et l'hélice d'un navire à propulsion turbo-électrique jouent le rôle d'une boîte de vitesse progressive automatique extrêmement perfectionnée. Un tel système peut paraître quelque peu encombrant, mais, étant donné les grandes puissances des navires à propulsion turbo-électrique modernes, tout autre système aurait le même encombrement mais serait moins fiable.

Un autre moyen très avantageux pour améliorer considérablement l'installation de force motrice d'un navire à propulsion turbo-électrique consiste à remplacer les encombrantes chaudières à vapeur par un réacteur atomique, qui consomme infiniment moins de combustible. Le premier brise-glace atomique « Lénine » est connu dans le monde entier. L'installation nucléaire de ce navire à propulsion turbo-électrique lui assure une autonomie de navigation de plus d'un an.

En U.R.S.S., les locomotives électriques, les trains de banlieue, les tramways et les trolleybus sont équipés de moteurs à courant continu alimentés en énergie par des centrales électriques. En Union Soviétique, on utilise pour la traction électrique le courant continu et le courant alternatif monophasé d'une fréquence industrielle de 50 Hz. Dans les sous-stations de traction des lignes de tramway, de trolleybus et de métro, l'emploi des redresseurs à silicium s'est généralisé. Dans le cas des transports ferroviaires, le redressement du courant peut s'effectuer tant dans des sous-stations que dans les trains électriques mêmes.

LE CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

LES LOIS DE MAXWELL

Dans les années 50 du siècle dernier, on avait accumulé un grand nombre de données sur l'électricité et le magnétisme, mais elles étaient disparates, parfois contradictoires, et, de toute façon, ne s'inscrivaient pas dans un quelconque harmonieux schéma unique.

Cependant, on connaissait déjà pas mal de choses. Les physiciens savaient premièrement que les charges électriques statiques créaient un champ électrique, et, deuxièmement, que les courants électriques engendraient des champs magnétiques ; par ailleurs, les résultats des expériences de Faraday, qui avait prouvé qu'un champ magnétique variable produisait un courant électrique, avaient été publiés et universellement reconnus.

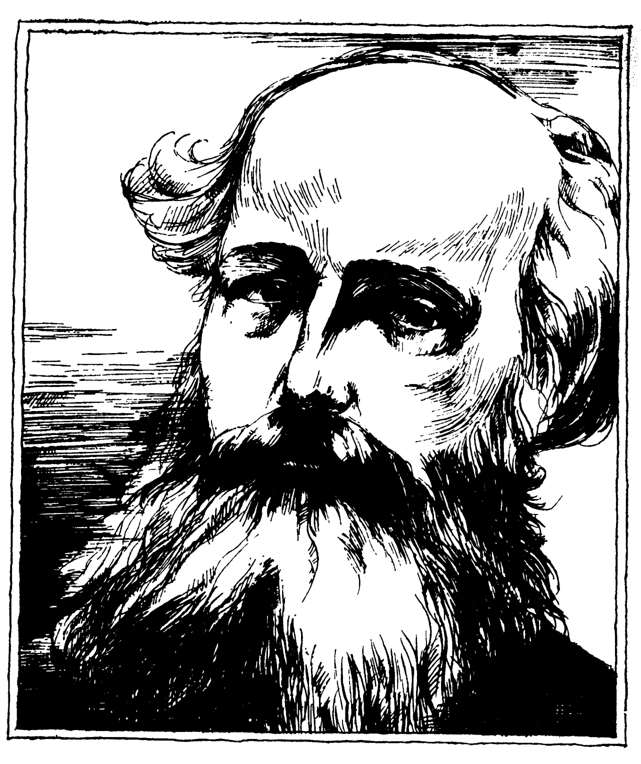
Il ne fait pas de doute qu'à l'époque, bon nombre de savants, dont en premier lieu Faraday, avaient acquis la conviction que certains événements se déroulaient dans le voisinage des courants et charges électriques ; les forces électriques et magnétiques, supposaient-ils, se transmettaient d'un point à l'autre. On multipliait les tentatives pour représenter sur le papier un schéma analogue à un engrenage, qui aurait montré concrètement en quoi consistait le mécanisme de transmission de l'énergie électrique. D'autres savants propageaient la théorie de « l'action à distance », estimant qu'il n'y avait aucun processus physique de transmission des forces électriques et magnétiques. Les notions de champ et de lignes

de force, selon eux, devaient être considérées uniquement comme des figures géométriques auxquelles ne correspondait rien de tant soit peu réel.

Comme souvent dans l'histoire de la science, la vérité se trouvait quelque part au milieu: les tentatives pour ramener les phénomènes électromagnétiques à des mouvements d'un genre de matière particulier « l'éther » s'avérèrent inconsistantes, mais on réfuta aussi le point de vue selon lequel les interactions électromagnétiques se transmettaient instantanément d'une charge ou d'un courant à l'autre.

Le savant écossais James Maxwell (1831-1879) avait tout juste 26 ans quand il publia son traité sur les lignes de force de Faraday, qui renfermait déjà, en fait, les lois découvertes par lui. Mais il lui fallut encore quelques années pour formuler, après avoir rejeté les représentations mécaniques, les lois du champ électromagnétique sous une forme n'ayant pas besoin d'illustration graphique. Maxwell lui-même déclara à ce propos: « Pour le bien des gens de tournures d'esprit différentes, la vérité scientifique doit être présentée sous des formes diverses et être considérée comme également scientifique, qu'elle apparaisse sous le net aspect et les vives couleurs d'illustrations physiques ou dans la simplicité de ternes formules symboliques. »

Les lois de Maxwell font partie des lois générales, fondamentales, de la nature, qui ne découlent pas de raisonnements logiques et de calculs mathématiques, mais constituent une généralisation de nos connaissances. Ces lois, on les découvre... Il s'avère extrêmement intéressant pour les historiens de la science et les psychologues de suivre la voie des conjectures et des illuminations créatrices qui amènent les génies à découvrir les lois de la nature. Mais c'est là un grand thème pour un livre à part. Il ne nous reste rien



James Clerk Maxwell (1831-1879), célèbre savant anglais, fondateur de l'électrodynamique théorique. Les équations de Maxwell décrivent le comportement des ondes électromagnétiques et du champ électromagnétique indépendamment de leur origine. Maxwell est l'auteur de la théorie électromagnétique de la lumière. La valeur de la vitesse de la lumière se déduisait automatiquement de ses équations. De sa théorie découlaient le lien entre, d'une part, la permittivité et la perméabilité magnétique et, d'autre part, le coefficient de réfraction, l'orthogonalité des vecteurs électrique et magnétique dans une onde, l'existence de la pression exercée par la lumière.

Maxwell apporta une précieuse contribution à l'élaboration de la théorie cinétique des gaz. Il déduisit en particulier la répartition des molécules de gaz par vitesses.

d'autre à faire, quant à nous, qu'à considérer un certain schéma des hypothèses successives menant aux lois de Maxwell.

Que savait Maxwell quand il se fixa pour tâche d'exprimer brièvement sous une forme symbolique les lois qui régissent le comportement des champs électriques et magnétiques?

Il savait en premier lieu qu'on pouvait caractériser tout point de l'espace proche d'une charge électrique par le vecteur de l'intensité électrique et tout point proche d'un courant électrique par le vecteur de la force magnétique. Mais les charges statiques sont-elles les seules sources de champs électriques? Et les courants électriques constituent-ils les seules sources de champs magnétiques?

Après avoir répondu par la négative à ces deux questions, Maxwell se met à la recherche des lois du champ électromagnétique en s'appuyant sur les hypothèses ci-dessous.

Faraday avait montré que dans un contour fermé traversé par un flux alternatif de lignes d'induction naissait un courant, mais celui-ci n'apparaissait que lorsque des charges électriques subissaient l'action d'une intensité électrique. Du moment qu'il en était ainsi, on pouvait exprimer la loi de Faraday en disant que dans un contour fermé traversé par un flux magnétique alternatif apparaissait un champ électrique.

Mais le fait que le flux magnétique est contenu dans un contour fermé est-il vraiment significatif? N'est-il pas indifférent au champ électrique d'apparaître dans un fil métallique ou dans un espace vide? Admettons que cela importe peu. On est alors en droit d'affirmer qu'à proximité d'un flux alternatif de lignes d'induction apparaît une ligne fermée d'intensité électrique.

Voilà formulées les deux premières lois de

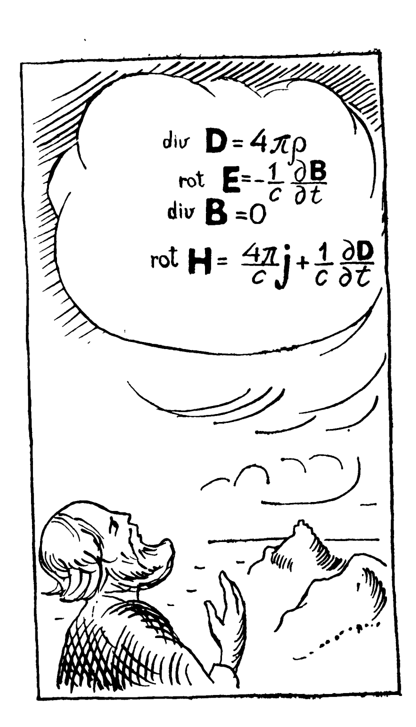
Maxwell concernant le champ électrique. Nous affirmons qu'un champ électrique est créé de deux manières : par des charges électriques (auquel cas les lignes d'intensité commencent dans les charges positives et se terminent dans les charges négatives) et par un champ magnétique alternatif (auquel cas la ligne d'intensité électrique est fermée et renferme le flux magnétique alternatif).

Passons maintenant à la recherche des lois concernant le champ magnétique. Un champ magnétique est produit par des courants, cela Maxwell le sait. Un courant continu est une source de champ magnétique permanent, et un courant alternatif crée un champ magnétique alternatif. Or, un courant alternatif est créé dans un fil par un champ électrique alternatif. Et s'il n'y a pas de fil et qu'il y ait un champ électrique alternatif existant dans le vide ? N'est-il pas logique de supposer l'apparition d'une ligne d'induction fermée à côté du flux alternatif de lignes d'intensité ? Cette éventualité séduit par sa symétrie : un flux magnétique alternatif engendre un champ électrique, et un flux électrique alternatif crée un champ magnétique.

Ainsi donc aux deux premières lois concernant les champs électriques s'ajoutent deux autres lois régissant le comportement des champs magnétiques. Troisième loi : un champ magnétique n'a pas de sources (il n'y a pas de charges magnétiques) ; quatrième loi : un champ magnétique est créé par des courants électriques et un champ électrique alternatif.

Les quatre lois de Maxwell peuvent s'écrire sous la forme de relations d'une rare élégance (fig. 5.1). Dommage que je ne puisse familiariser le lecteur avec l'incarnation du sens physique dans les équations de Maxwell. Il y faut des connaissances de mathématiques approfondies.

Fig. 5.1.



Les lois de Maxwell indiquent qu'il ne peut exister de champ magnétique alternatif sans champ électrique ni de champ électrique alternatif sans champ magnétique. C'est bien pour cela qu'on ne sépare pas les deux adjectifs par une virgule. Le champ électromagnétique est une entité unique.

Quand on s'éloigne des charges qui sont des sources de champs électromagnétiques, on a affaire à la matière électromagnétique à l'état pur en quelque sorte. Il n'est pas indispensable de considérer les flux de lignes d'induction. Les lois de Maxwell peuvent s'écrire sous une forme applicable à un point de l'espace. Elles s'expriment alors d'une manière particulièrement simple : en

un point où un vecteur électrique varie en fonction du temps, il existe aussi un vecteur de champ magnétique qui varie également en fonction du temps.

Mais tout ce que nous avons dit n'est-il pas pure fantaisie ? demandera peut-être le lecteur. Le fait est qu'il est pratiquement impossible de mesurer en un point les grandeurs de vecteurs rapidement variables de champs électrique et magnétique.

C'est vrai. Mais c'est par les conséquences qui en découlent que l'on juge de la grandeur des lois de la nature. Or, ces conséquences sont innombrables. On peut dire sans exagérer que toute l'électrotechnique et toute la radiotechnique sont contenues dans les lois de Maxwell.

Mais parmi les conclusions qui résultent des équations de Maxwell, il en est une particulièrement importante dont il faut absolument parler.

Supposons que dans une portion limitée de l'espace se trouvent des charges et des courants. Dans ce système peuvent se produire diverses transformations énergétiques. Des sources mécaniques ou chimiques engendrent des courants électriques, lesquels peuvent à leur tour actionner des mécanismes et produire de la chaleur, qui se dégage dans les fils. Faisons le compte des profits et pertes. La balance se solde par un déficit. Une certaine partie de l'énergie a quitté notre système pour se perdre dans l'espace.

La théorie peut-elle nous renseigner sur cette énergie « rayonnée » ? Assurément. La solution de l'équation est compliquée à proximité de la source, mais à une distance bien supérieure aux dimensions du système « rayonnant », elle devient extrêmement nette et surtout vérifiable expérimentalement.

A une grande distance, on peut en un certain point de l'espace caractériser le rayonnement

électromagnétique — ainsi appelle-t-on le déficit énergétique qui se crée dans un système de charges mobiles — par la direction de sa propagation. Dans cette direction, l'énergie électromagnétique se déplace à une vitesse proche de 300 000 km/s. Cette grandeur découle de la théorie!

Une deuxième conclusion qui découle de la théorie est que les vecteurs électrique et magnétique sont perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde et perpendiculaires entre eux. Troisièmement, la diminution de l'intensité du rayonnement électromagnétique (énergie par unité de surface) est inversement proportionnelle au carré de la distance.

Comme on savait que la vitesse de 300 000 km/s calculée pour le rayonnement électromagnétique est aussi précisément celle de la lumière et que les données suffisamment exhaustives dont on disposait sur la polarisation de la lumière obligeaient à penser à la possession par l'énergie lumineuse de certaines propriétés « transversales », Maxwell en conclut que la lumière était une forme de rayonnement électromagnétique.

Une dizaine d'années après la mort de Maxwell, à la fin des années 80, le remarquable physicien allemand Heinrich Hertz (1857-1894) confirma expérimentalement toutes les déductions de la théorie de Maxwell. A la suite de ces expériences, les lois de Maxwell furent entérinées à jamais en qualité de l'une des pierres angulaires de l'édifice des sciences naturelles d'aujourd'hui.

MODÈLES DE RAYONNEMENT MÉCANIQUE

Les modèles mécaniques s'opposent aux modèles mathématiques. On peut confectionner des modèles mécaniques en se servant de billes, de ressorts, de cordes, de fils de caoutchouc, etc.

Les modèles mécaniques permettent de rendre les phénomènes « visibles ». En construisant un tel modèle et en montrant son fonctionnement, on facilite la compréhension d'un phénomène en disant : telle grandeur se comporte à la façon de tel déplacement. Il s'en faut de beaucoup qu'on puisse opposer un modèle mécanique à tout modèle mathématique.

Avant de parler du rayonnement électromagnétique, dont l'existence est attestée par une multitude d'expériences et découle avec une logique rigoureuse des équations de Maxwell, il nous faut dire quelques mots sur les modèles mécaniques de rayonnement possibles.

Il y en a deux : le modèle corpusculaire et le modèle ondulatoire.

On peut confectionner un jouet « rayonnant » en tous sens des flux de « particules » (pois, graines de pavot). On dispose ainsi d'un modèle corpusculaire, car « corpuscule » et « particule » sont synonymes.

Une particule filant à une certaine vitesse et dotée d'une certaine masse doit se comporter selon les lois de la mécanique. Les particules peuvent entrer en collisions entre elles en changeant de direction, mais de telle façon que ces collisions obéissent aux lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Certains corps peuvent s'avérer impénétrables aux particules, auquel cas celles-ci doivent rebondir dessus selon un angle égal à l'angle d'incidence. Les particules peuvent être absorbées par le milieu. Si les particules se meuvent plus facilement dans un milieu que dans un autre, le phénomène de réfraction s'explique aisément. En traversant un orifice percé dans un écran opaque, un flux de particules provenant d'une source ponctuelle doit se mouvoir à l'intérieur d'un cône. A vrai dire, une très faible dispersion est possible, car une petite partie des

particules peuvent dévier des bords de l'orifice, mais ces « déviations » ne peuvent être que chaotiques, sans donner de dessin régulier quelconque débordant les limites d'une ombre géométrique.

Pour réaliser un modèle ondulatoire, on se sert généralement d'un bassin. Il n'est guère difficile de faire osciller périodiquement de l'eau en un point quelconque. De ce point, comme de celui de la chute d'une pierre, partiront des cercles. La surface ondulée de l'eau est visible. L'énergie se propage en tous sens, et une brindille située loin de là se mettra à osciller à la fréquence du point auquel on applique l'énergie.

Il est un peu plus difficile de rendre visible des oscillations sonores, mais on peut faire des expériences tout à fait probantes qui montrent que la propagation du son est une transmission de déplacements mécaniques du milieu d'un point à l'autre.

On parvient à interpréter à l'aide des deux modèles la propagation du son, de la lumière ou de tout autre rayonnement électromagnétique, ainsi que de particules tels qu'électrons ou neutrons. Il est des cas où les deux modèles expliquent certains phénomènes. Ces explications sont tantôt absolument exactes, tantôt approximatives. Dans d'autres cas, un seul des modèles convient.

Les cas où l'on doit recourir à telle ou telle représentation concrète et l'exactitude sur laquelle on peut compter en se servant de tel ou tel modèle dépendent de nombreuses circonstances. La plus importante est le rapport de la longueur d'onde du rayonnement à la grandeur de l'orifice ou de l'obstacle placé sur le chemin suivi par le flux de rayonnement. La nature de la source du récepteur d'énergie importe également. Peut-on les considérer comme ponctuels ? A quel-

les distances se trouvent la source de rayonnement, l'obstacle et le récepteur?

Le modèle corpusculaire exige que l'énergie se propage en lignes droites, les rayons n'étant pas « autorisés » à en dévier.

Si la longueur d'onde du rayonnement est bien plus petite que l'orifice, le rayonnement (le son, la lumière, etc.) se propage par rayons. On peut prouver que tel doit être le comportement d'une onde ; il va sans dire que c'est celui d'un flux de particules. En pareils cas, les deux modèles conviennent.

Cependant, même dans des cas contraires, les deux modèles peuvent s'avérer également utiles. En observant le passage d'un rayon lumineux à travers un cristal ou d'un son à travers un treillis à mailles de plusieurs millimètres, on constate que les rayons ne dévient pas de la ligne droite. Dans ces cas, la longueur d'onde du rayonnement est bien plus grande que les dimensions des fentes. Les ondes ne « remarquent » pas les obstacles.

Il n'est pas non plus difficile de montrer aussi bien par des raisonnements que par des expériences dans une cuve d'eau que la loi de la réflexion sur des parois dont les aspérités sont plus petites que la longueur d'onde sont également valables pour le modèle ondulatoire.

Le lecteur sait parfaitement comment une surface plane lisse réfléchit un son ou toute autre onde. D'intéressants problèmes surgissent lorsque la surface réfléchissante est courbe.

Voici l'un de ces problèmes. Quelle doit être la forme d'une surface réfléchissante pour réunir de nouveau en un point une onde issue d'une source ponctuelle? Elle doit être telle que les rayons qui la rencontrent sous des angles différents soient de nouveau réfléchis en un point. Quelle est donc cette surface?

Rappelons au lecteur les propriétés de la

remarquable courbe appelée ellipse. Chaque point d'une ellipse est tel que la somme de ses distances aux deux foyers est constante. Imaginons que l'ellipse tourne autour de son grand axe. La courbe en rotation décrit une surface appelée ellipsoïdale. (La forme d'un ellipse rappelle celle d'un œuf.) L'ellipse a la propriété suivante. Si l'on construit l'angle ayant l'un des points pour sommet et dont les côtés passent par les foyers de l'ellipse, la bissectrice de cet angle est la normale à l'ellipse. Il s'ensuit qu'une onde ou un flux de corpuscules partis d'un foyer de l'ellipse arriveront à l'autre foyer après avoir été réfléchis par la surface de l'ellipse.

Pour des ondes sonores, les parois d'un plafond sont lisses. Si le plafond est voûté, on peut observer un cas particulier de réflexion du son: comme la forme d'une voûte se rapproche de celle d'une surface ellipsoïdale, un son parti de l'un des foyers aboutira à l'autre foyer. Cette propriété des surfaces voûtées était déjà connue dans l'Antiquité. Au Moyen Age, à l'époque de l'Inquisition, on s'en servait pour écouter les conversations. Dans la scène représentée sur la figure, les deux personnes qui se confient des pensées à voix basse sont loin de se douter qu'un moine prétendument ensommeillé assis dans un autre coin du cabaret les écoute attentivement (fig. 5.2).

Les deux modèles, corpusculaire et ondulatoire, peuvent également servir à rendre compte de ce phénomène, mais le modèle ondulatoire n'est pas capable d'expliquer un phénomène tel qu'une collision entre billes de billard.

D'un autre côté, le modèle corpusculaire se révèle absolument incapable de venir à bout de plusieurs faits extrêmement importants, en premier lieu de l'interférence, c'est-à-dire d'une addition dont la somme peut s'avérer inférieure

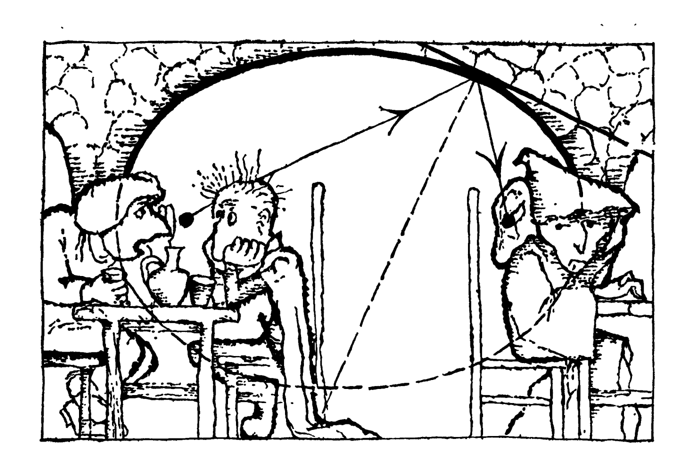


Fig. 5.2.

aux termes, voire nulle. Si deux ondes arrivent à un même point et s'ajoutent, la différence entre leurs phases en ce point joue un rôle cardinal. Si la crête d'une onde et la crête d'une autre onde se superposent, les ondes s'ajoutent, mais si la crête d'une onde rencontre le creux de l'autre, et que par ailleurs leurs amplitudes soient identiques, leur somme devient... nulle : arrivant au même point, les ondes se détruisent. Quand deux champs ondulatoires se superposent, en certains endroits ils s'ajoutent, en d'autres ils se retranchent l'un de l'autre. C'est en cela que consiste l'interférence. C'est le premier phénomène qu'il est absolument impossible d'interpréter dans le langage de flux de particules. Si le rayonnement se comportait comme un « flux » de pois, les champs superposés devraient toujours se renforcer.

Un deuxième phénomène important est la diffraction, c'est-à-dire le contournement d'obstacles. Un flux de particules en est incapable, mais c'est justement ainsi que doit se comporter

une onde. A l'école, on démontre la diffraction en produisant des ondes dans une cuvette remplie d'eau. On place sur le chemin d'une onde une plaque percée d'un orifice, et le contournement se comprend aisément. Sur le plan de l'orifice, les particules d'eau se mettent à osciller. Chaque point situé sur ce plan crée une onde au même titre qu'une source de rayonnement primaire. Rien n'empêche cette onde secondaire de « tourner le coin ».

L'interférence et la diffraction se démontrent facilement si l'on respecte la condition suivante: la longueur d'onde doit être commensurable avec les dimensions de l'obstacle ou de l'orifice. Nous préciserons cette condition et parlerons plus en détail de la diffraction et de l'interférence dans notre prochain livre.

Arrêtons-nous maintenant sur le changement de fréquence d'une onde perçu par un observateur quand une source de rayonnement se déplace. Le fait que ce phénomène découle nécessairement du modèle ondulatoire fut prouvé par Christian Doppler (1803-1853) à l'aube de la physique théorique.

Déduisons la formule de Doppler, dont nous aurons besoin plus tard. Pour prendre un exemple bien concret, supposons qu'une voiture se rapproche d'un orchestre en marche. Le nombre des condensations d'air arrivant par unité de temps à l'oreille du conducteur sera plus grand que si la voiture était en stationnement dans la relation $(c + u)/u$, où c est la vitesse de propagation de l'onde. Par conséquent,

$$\nu' = \nu\,(1 + u/c).$$

Donc, pour l'observateur la fréquence ν' augmente lorsque la voiture se rapproche de l'orchestre (le ton monte, $u > 0$) et diminue quand elle s'en éloigne (le ton baisse, $u < 0$). Antici-

pant quelque peu, disons que dans le cas d'une onde lumineuse, lorsque la source s'éloigne il se produit un « décalage vers le rouge ». Le lecteur comprendra l'importance de cette conclusion lorsque nous aborderons l'observation de spectres d'étoiles éloignées.

Pendant longtemps et jusqu'aux années 20 de notre siècle, la question de savoir si telle ou telle transmission d'énergie était de nature ondulatoire ou corpusculaire suscita de nombreuses controverses. L'expérience a montré que tout rayonnement présente deux aspects, dont seule l'union reflète correctement la réalité. La théorie a érigé ce fait au rang de loi fondamentale de la nature. Mécanique ondulatoire, mécanique quantique, physique quantique sont les appellations équivalentes de la théorie moderne du comportement des champs et des particules.

DEUX ASPECTS DU CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Le rayonnement électromagnétique se comporte comme une onde dans certains phénomènes, comme un flux de particules dans d'autres.

A cet égard, les lois de Maxwell ont le défaut de ne présenter que l'aspect ondulatoire du rayonnement électromagnétique.

En plein accord avec l'expérience, les solutions des équations de Maxwell nous amènent à conclure qu'on peut toujours envisager un rayonnement électromagnétique comme une somme d'ondes de longueurs et d'intensité diverses. Si le système rayonnant est un courant électrique d'une fréquence strictement déterminée, l'onde du rayonnement sera monochrome (d'une seule couleur).

Une onde électromagnétique est montrée sur la figure 5.3. Pour concevoir les changements qui se produisent dans l'espace lors d'une transmis-

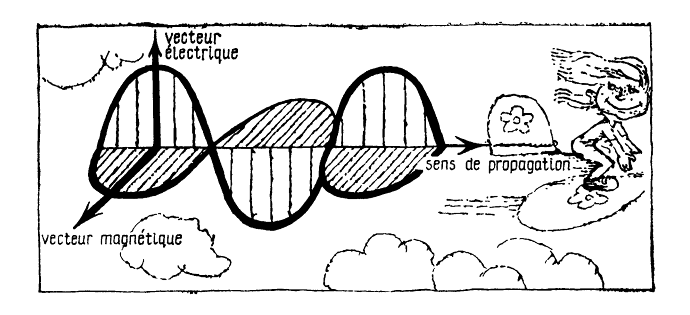


Fig. 5.3.

sion d'énergie électromagnétique, il faut « étirer » notre représentation, tel un tout rigide, vers l'axe des abscisses.

Cette figure résulte de la solution des équations de Maxwell, et c'est elle qui nous permet de parler d'ondes électromagnétiques. Cependant, en nous servant de ce terme et en recourant à l'analogie entre une onde électromagnétique et l'onde qui se propage à la surface de l'eau à partir du point de chute d'un caillou, nous devons faire preuve de la plus grande circonspection. Des images concrètes peuvent facilement nous induire en erreur. Une onde sur l'eau n'est qu'un modèle d'onde électromagnétique. Les ondes électromagnétiques et les ondes sur l'eau ne se conduisent pareillement qu'à certains égards.

Mais la fig. 5.3 sur laquelle est représentée une onde électromagnétique ne ressemble-t-elle pas à s'y méprendre à une vague de la mer, qui tantôt soulève, tantôt abaisse un bouchon flottant à la surface ? Eh bien, pas du tout ! Réfléchissons au sens réel de la figure. Le fait est que c'est le vecteur du champ électrique et non le déplacement spatial que l'on a porté en ordonnées !

Chaque point sur l'axe des abscisses montre que si l'on y situait une charge électrique, celle-ci subirait l'effet de la force représentée par la grandeur de l'ordonnée. Quand une onde électromagnétique se propage, rien ne change de place, à proprement parler. Quant à faire une expérience qui démontrerait concrètement la manière dont la valeur d'une onde électromagnétique varie en tel ou tel point, c'est pratiquement impossible même dans le cas de très lentes oscillations.

Aussi la notion d'onde électromagnétique a-t-elle un caractère surtout théorique. Nous parlons avec assurance de l'existence des ondes électromagnétiques pour la simple raison que nous écoutons la radio. Nous ne doutons nullement qu'une onde électromagnétique possède une fréquence déterminée parce que pour capter telle ou telle station il faut régler le poste sur la fréquence appropriée. Nous sommes certains que la notion de longueur est applicable à une onde électromagnétique non seulement parce qu'on peut mesurer la vitesse de l'onde et en calculer la longueur au moyen de l'équation $c = \nu\lambda$ qui relie la fréquence de l'onde, sa longueur et la vitesse à laquelle elle se propage, mais aussi parce qu'on peut juger de la longueur d'une onde électromagnétique en étudiant la diffraction, c'est-à-dire le contournement d'obstacles. A noter que les principes de ce mesurage sont les mêmes que pour les ondes se propageant sur l'eau.

Il s'avère absolument indispensable de prévenir le lecteur de ne pas chercher à se représenter les ondes électromagnétiques d'une manière concrète, car, ainsi que mentionné au début de cette section, le rayonnement électromagnétique, outre qu'il « ressemble » à une onde, « rappelle » aussi dans un certain nombre de cas le comportement d'un flux de particules. Or, il est tout à

fait impossible de se figurer une chose qui ressemble à la fois à un flux de particules et à une onde. Il s'agit de processus qu'on ne saurait représenter à la craie au tableau noir. Ce qui n'est pas à dire, évidemment, que nous ne soyons pas en mesure d'acquérir des connaissances exhaustives sur le champ électromagnétique. Il faut seulement se rappeler que les illustrations ne sont qu'un moyen commode pour mieux se rappeler les lois, sans perdre de vue, en particulier, que l'image d'une onde n'est qu'un modèle du rayonnement électromagnétique, sans plus. Là où ce modèle convient, on s'en sert, mais il ne faut nullement s'étonner si dans certains cas il ne fait que nous induire en erreur.

De même, l'aspect corpusculaire du champ électromagnétique n'est pas toujours apparent.

Il est cependant plus facile (du moins en était-il ainsi avant) d'étudier l'aspect corpusculaire du rayonnement électromagnétique dans le cas des ondes courtes. Dans une chambre d'ionisation et d'autres appareils analogues, on peut observer une collision entre un quantum de rayonnement électromagnétique et un électron ou une autre particule. Cette collision peut être analogue au choc de deux billes de billard. Il est absolument impossible de comprendre un tel comportement en s'aidant de l'aspect ondulatoire du rayonnement électromagnétique.

Considérons l'apparition d'un rayonnement électromagnétique dans le langage de la théorie de Maxwell. Un système de charges oscille à une certaine fréquence. Le champ électromagnétique varie au rythme de ces oscillations. Le quotient de la vitesse de propagation de ce champ (300 000 km/s) par la fréquence des oscillations ν nous donne la valeur de la longueur d'onde du rayonnement.

Dans le langage de la physique quantique, le

même phénomène se décrit comme suit. Soit un système de charges caractérisé par un système de niveaux discrets d'énergie. Pour quelque raison, ce système a pris un état excité, mais n'a pas tardé à passer à un niveau plus bas. L'énergie dégagée à cette occasion

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

a été rayonnée sous la forme d'une particule appelée photon. Quant à la constante h, nous la connaissons déjà (p. 125). C'est la constante de Planck.

Si les niveaux énergétiques du système sont très proches l'un de l'autre, le photon a une énergie et une fréquence faibles, et, par conséquent, une grande longueur d'onde. Dans ce cas, l'aspect corpusculaire quantique du champ électromagnétique est peu apparent et ne se manifeste que dans les phénomènes d'absorption liés à de très faibles variations d'énergie d'électrons ou de noyaux atomiques (résonance magnétique). Dans le cas d'ondes de grande longueur, on ne parvient pas à observer entre un photon et une particule des collisions analogues au choc de deux billes de billard.

Disons quelques mots sur les faits qui mirent les physiciens au pied du mur, en quelque sorte, et les obligèrent à admettre que la théorie ondulatoire (à laquelle on avait cru pendant des décennies comme à une vérité entière et exhaustive) n'était pas en mesure de rendre compte de *tous* les faits relatifs aux champs électromagnétiques. Ces faits sont très nombreux, mais nous nous bornerons pour l'instant à considérer le phénomène appelé effet photo-électrique. Après que le lecteur aura convenu qu'on ne saurait décrire le champ électromagnétique sans parler de son aspect corpusculaire, nous passerons aux remarquables expériences de Hertz, d'où s'est

développée toute la radiotechnique, et montrerons de quelle façon l'aspect ondulatoire du champ électromagnétique fut décrit non seulement dans ses grandes lignes, mais aussi en détail.

L'EFFET PHOTO-ÉLECTRIQUE

Le terme sonore et élégant de « photon » apparut un peu plus tard que le produit de la constante de Planck h par la fréquence de l'onde électromagnétique ν. Comme mentionné précédemment, la transition de systèmes d'un état énergétique à un autre s'accompagne de l'absorption ou de l'émission d'une quantité d'énergie $h\nu$. Telle fut la conclusion à laquelle le remarquable physicien allemand Max Planck arriva à la limite des XIXe et XXe siècles. Il montra que c'était le seul moyen d'expliquer le rayonnement des corps incandescents. Ses raisonnements concernaient les ondes électromagnétiques obtenues autrement que par un procédé radiotechnique. Le fait que ce qui est vrai pour la lumière l'est aussi pour les ondes hertziennes n'avait pas encore été prouvé ni universellement reconnu à l'époque, même si les lois de Maxwell indiquaient nettement qu'il n'y avait aucune différence de principe entre les ondes hertziennes et les autres ondes électromagnétiques, la lumière y comprise. La justesse universelle de l'affirmation de Planck ne fut comprise et prouvée expérimentalement que plus tard.

Dans ses travaux, Planck parlait du rayonnement de la lumière par grains, c'est-à-dire par quanta, mais sans noter que le caractère quantique du rayonnement obligeait à prendre en considération l'aspect corpusculaire du champ électromagnétique. Ce champ est bien émis par quantités discrètes, mais une telle quantité est un certain train d'ondes.

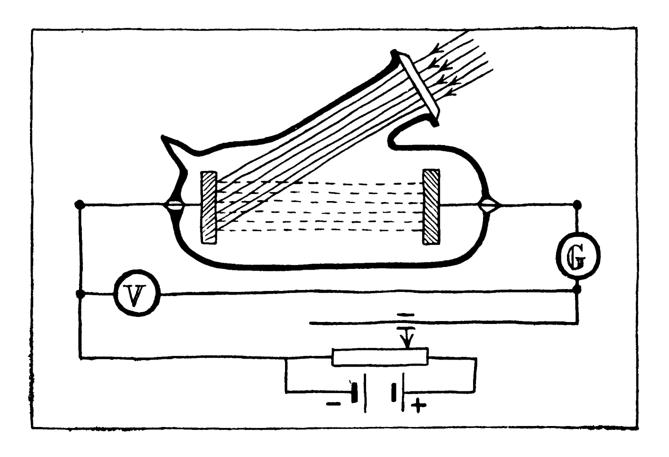


Fig. 5.4.

Le pas décisif, c'est-à-dire la reconnaissance du fait que la quantité d'énergie $h\nu$ était celle d'une particule que l'on appela d'emblée photon, fut franchi par Einstein, qui montra que seule la théorie corpusculaire permettrait d'expliquer l'effet photo-électrique, c'est-à-dire l'émission d'électrons par des solides soumis à l'action d'un flux lumineux.

La fig. 5.4 représente le schéma qui servit de point de départ à la fin du XIXe siècle à l'étude détaillée du phénomène appelé effet photo-électrique extérieur (ou effet photo-émissif).

Le premier à indiquer que la lumière influait d'une certaine manière sur les électrodes d'un tube à vide fut apparemment Heinrich Hertz, en 1888. Travaillant en même temps, Svante Arrhenius (1859-1927), Wilhelm Hallwachs (1859-1922), Augusto Righi (1850-1920) et le remarquable physicien russe Alexandre Stolétov (1839-1896) montrèrent que l'éclairage de la cathode faisait apparaître un courant. Si l'appareil représenté sur la figure (on l'appelle cellule photo-

électrique) n'est pas sous tension, seule une partie insignifiante des électrons arrachés par la lumière à la cathode arrivent à l'électrode opposée. Une faible tension (signe « — » à la photocathode) augmente le courant, qui finit par atteindre son point de saturation: tous les électrons (dont le nombre à une température donnée est bien déterminé) parviennent à l'anode.

L'intensité du courant photo-électrique est strictement proportionnelle à l'intensité lumineuse, laquelle est déterminée par le nombre de photons. L'idée vient donc immédiatement à l'esprit (et de rigoureux calculs et expériences en confirment la justesse) qu'un photon arrache un électron à la matière.

L'énergie du photon est dépensée à arracher un électron au métal et à lui donner une certaine vitesse. C'est précisément ainsi que s'interprète l'équation écrite pour la première fois par Albert Einstein (1905):

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A,$$

où A est le travail de sortie (voir p. 92).

L'énergie du photon doit en tout cas être supérieure au travail de sortie des électrons hors du métal, ce qui signifie qu'un photon de chaque énergie (laquelle est univoquement liée à la « chromaticité ») a sa propre limite d'effet photo-électrique.

Les cellules photo-électriques utilisant l'effet photo-électrique décrit ci-dessus sont largement répandues. On s'en sert dans les photorelais, les appareils de télévision, le cinéma sonore.

On peut augmenter la sensibilité des cellules photo-électriques en les remplissant de gaz, dont les molécules neutres, dissociées par les électrons, se joignent au courant photo-électrique et l'intensifient.

L'effet photo-électrique, mais intérieur, à vrai dire (et donc différent de l'effet photo-électrique extérieur décrit précédemment), qui se produit dans les semi-conducteurs à la limite de la couche *p-n*, joue un rôle exceptionnellement important dans la technique moderne. Mais pour ne pas interrompre notre exposé, nous remettrons au prochain livre notre entretien sur les applications de l'effet photo-électrique. L'examen de ce phénomène nous a seulement servi à montrer qu'on ne pouvait manquer de reconnaître la possession de propriétés corpusculaires par le champ électromagnétique.

Pendant longtemps, les photons furent les parias de la physique. Le fait est que la preuve de leur existence et l'étude des lois de l'effet photo-électrique devancèrent de 20 à 30 ans le devenir de la physique quantique. On ne comprit qu'à la fin des années 20, une fois ces lois établies, pourquoi la même constante numérique — la constante de Planck h — apparaît dans la formule de l'énergie du photon et dans celle (nous en avons parlé à la p. 125) qui détermine les valeurs possibles du moment d'impulsion des particules.

La valeur de cette constante se détermine à partir des expériences les plus diverses. L'effet photo-électrique, l'effet Compton (changement de longueur d'onde des rayons X lors de leur diffusion), l'apparition d'un rayonnement lors de l'annihilation de particules et bien d'autres expériences conduisent au même chiffre.

LES EXPÉRIENCES DE HERTZ

Voyons maintenant comment furent prouvées les hypothèses relatives à l'aspect ondulatoire du champ électromagnétique.

La logique et les mathématiques tirèrent diverses conclusions des lois de Maxwell. Ces con-

clusions pouvaient s'avérer justes ou ne pas être confirmées par l'expérience. Une théorie physique ne fait son entrée dans la science qu'après sa vérification expérimentale. La seule voie correcte pour un savant est celle du devenir de la théorie du champ électromagnétique : des faits disparates aux hypothèses générales, de celles-ci aux conséquences et, pour finir, aux expériences, dont le mot est décisif. Sur l'exemple des lois du champ électromagnétique, cette voie peut être retracée avec une netteté particulière.

Aussi nous arrêterons-nous en détail sur les expériences de Hertz, qui à ce jour encore aident l'enseignant à montrer à ses élèves comment se crée la confiance du savant en la justesse des lois de la nature.

Il nous faut remonter à 1853, année où le célèbre physicien anglais Kelvin prouva mathématiquement que la décharge d'un condensateur à travers une bobine d'induction entraînait l'apparition d'oscillations électriques dans le circuit : la charge sur les armatures du condensateur, la tension sur n'importe quelle portion du circuit et l'intensité du courant varient toutes selon la loi de l'oscillation harmonique. Si l'on considère la résistance dans le circuit comme négligeable, ces oscillations se poursuivront indéfiniment.

La fig. 5.5 illustre les phénomènes qui se déroulent dans ce circuit oscillant. A l'instant initial, le condensateur est chargé. Dès la fermeture du circuit, il y circulera un courant. Après un quart de période, le condensateur sera entièrement déchargé. Son énergie $q^2/2C$ se transformera en énergie du champ magnétique de la bobine. A cet instant, l'intensité du courant sera maximale. Le courant ne cessera pas, mais continuera de circuler dans la même direction en diminuant progressivement d'intensité. Au bout d'une demi-période, l'intensité du courant sera

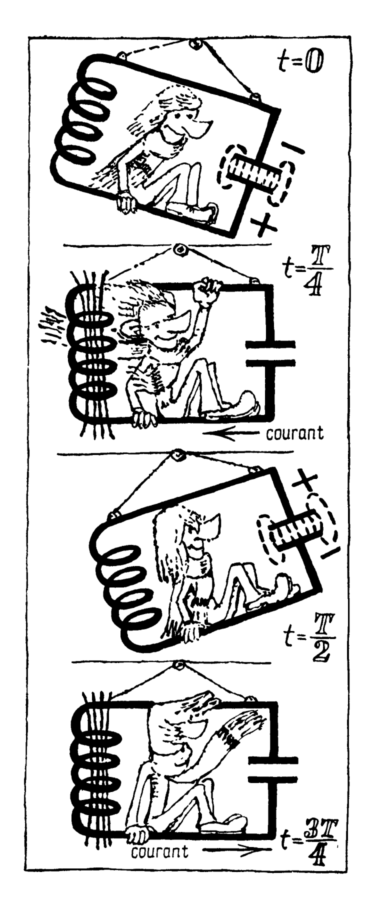


Fig. 5.5.

nulle, l'énergie magnétique $LI^2/2$ disparaîtra, tandis que le condensateur se chargera complètement et recouvrera son énergie. Mais l'intensité changera de signe. Puis le processus se reproduira pour ainsi dire en sens inverse. Après un temps T (période d'oscillation), tout reviendra à l'état initial et le processus recommencera.

Les oscillations électriques se poursuivraient indéfiniment n'était l'inévitable résistance au courant, en raison de laquelle l'énergie se dégrade à chaque période et les oscillations, diminuant d'amplitude, s'amortissent rapidement.

L'évidente analogie avec les oscillations d'un poids sur un ressort nous permet, sans recourir à un examen algébrique du processus, de comprendre quelle est la période d'oscillations dans chaque circuit (le lecteur devra se remettre en mémoire les pages correspondantes de notre premier livre). Il est en effet suffisamment clair que l'énergie électrique du condensateur et l'énergie magné-

tique de la bobine équivalent respectivement à l'énergie potentielle du ressort comprimé et à l'énergie cinétique du poids.

Comparant les grandeurs analogues, nous « déduisons » la formule de la période des oscillations électriques dans le circuit: $q^2/2C$, $LI^2/2$, k et L ont respectivement pour analogues $kx^2/2$, $mv^2/2$, $1/C$ et m. La fréquence d'oscillation est donc

$$\nu = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}},$$

puisque la formule correspondante de l'oscillation mécanique a la forme

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Essayons maintenant de suivre le raisonnement de Hertz quand il se fixa pour tâche de prouver sans sortir de son laboratoire l'existence des ondes électromagnétiques se propageant à la vitesse de 300 000 km/s. Il s'agit d'obtenir une onde électromagnétique d'une longueur de l'ordre de 10 m, se dit-il. Si Maxwell a raison, il faut que pour cela les vecteurs électrique et magnétique oscillent à une fréquence de $3 \cdot 10^8$ Hz... pardon, de c^{-1}. (Le fait est qu'à l'époque Hertz ignorait que son nom serait perpétué par l'appellation de l'unité de fréquence.)

Par quoi commencer? En premier lieu, du moment que les oscillations sont décroissantes, il faut confectionner un dispositif qui renouvellera le processus après que le courant aura cessé de circuler. Ce n'est guère difficile. Le schéma est représenté sur la fig. 5.6. On applique une tension alternative à l'enroulement primaire du transformateur T. Dès que cette tension aura atteint sa valeur disruptive entre les boules reliées à

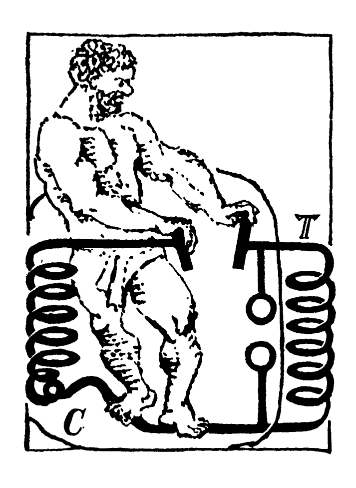


Fig. 5.6.

l'enroulement secondaire, une étincelle jaillira. Celle-ci, jouant le rôle d'une clef, fermera le circuit oscillant *C*, que parcourront à une fréquence plus ou moins élevée une dizaine d'oscillations d'amplitude décroissante.

Mais la fréquence doit être élevée. Que faut-il faire à cet effet ? Diminuer la self-induction et la capacité. Comment ? Remplaçons l'enroulement par un fil rectiligne et commençons à écarter les plaques du condensateur et à réduire leur surface. En quoi dégénère alors le circuit oscillant ? Eh bien, il n'en reste pour ainsi dire plus rien : deux tiges terminées par deux boules entre lesquelles jaillit une étincelle.

Ce fut ainsi que Hertz en vint à l'idée de son oscillateur, capable de servir aussi bien d'émetteur que de récepteur d'ondes électromagnétiques.

Il était difficile à Hertz de prédire à quoi équivaudraient l'inductance et la capacité de ce genre de « circuit » ainsi réduit à presque rien. L'inductance et la capacité de l'oscillateur n'étaient



Heinrich Hertz (1857-1894), remarquable physicien allemand. Prouva expérimentalement au moyen d'un « vibrateur » et d'un « résonateur » qu'une décharge oscillatoire émet des ondes électromagnétiques dans l'espace. Montra que les ondes électromagnétiques se réfléchissent, se réfractent et se polarisent, confirmant ainsi la théorie de Maxwell. En hommage à Heinrich Hertz, dont les expériences posèrent les fondements de la radiotechnique, l'inventeur de la radio A. Popov, dans sa première radiotransmission, ne transmit que deux mots: « Heinrich Hertz ».

pas concentrées en un seul endroit du circuit mais réparties le long des tiges. Il fallait une autre théorie.

Mais l'examen de cette nouvelle approche de circuits électriques parcourus par des courants de très haute fréquence nous entraînerait trop loin.

Que le lecteur nous croie sur parole : dans l'oscillateur de Hertz apparaissent effectivement des oscillations d'un courant de haute fréquence.

L'« émetteur » et le « récepteur » d'ondes utilisés par Hertz étaient pratiquement identiques. Dans « l'émetteur », les oscillations étaient amorcées par l'étincelle qui jaillissait périodiquement entre les billes en conformité avec le fonctionnement du transformateur amenant la tension à l'oscillateur. On pouvait remplacer l'éclateur par une vis micrométrique. Le récepteur était soit une spire rectangulaire de fil interrompu par un éclateur, soit deux petites tiges qu'on pouvait rapprocher à son gré jusqu'à une distance d'une fraction de millimètre.

Dans son premier travail, publié en 1885, Hertz montra que le procédé décrit plus haut permettait d'obtenir des oscillations de très haute fréquence qui créaient effectivement dans l'espace environnant un champ alternatif dont l'existence était attestée par l'étincelle jaillissant dans le « récepteur ». Hertz donna à l'oscillateur récepteur le nom de « résonateur ». Il saisit d'emblée le principe de détection d'un champ électromagnétique sur lequel repose la radiotechnique moderne.

A noter que les termes « ondes électromagnétiques » et, à fortiori, « ondes hertziennes » ne figurent évidemment pas dans les travaux de Hertz. Ils n'apparurent que plusieurs décennies plus tard ; on parlait alors d'ondes électriques ou d'ondes de force électrodynamique.

Dans son travail suivant, qu'il envoya à la revue dont Helmholtz était le rédacteur, Hertz montra qu'en conformité avec les exigences de la théorie de Maxwell un milieu diélectrique (bâton de soufre ou de paraffine) influait sur la fréquence d'un champ électromagnétique. En réponse, Helmholtz lui envoya une carte postale ainsi libellée : « Manuscrit reçu. Bravo ! Le ferai mettre sous presse jeudi. »

Le travail dans lequel Hertz prouva la réflexion des ondes électromagnétiques produisit une très vive impression sur les physiciens de l'époque.

Les ondes se réfléchissaient sur un écran de zinc de 4 m sur 2 m. L'oscillateur se trouvait à 13 m de l'écran et à une hauteur de 2,5 m au-dessus du plancher. Le résonateur accordé, placé à la même hauteur, se déplaçait entre l'oscillateur et l'écran. Disposant le résonateur à diverses distances de l'écran et observant l'intensité de l'étincelle, Hertz établit l'existence de maxima et de minima caractéristiques de l'image d'interférence appelée onde stationnaire. La longueur d'onde s'avéra proche de 9,6 m.

Il convient de souligner qu'à l'époque personne ne pouvait dire quelle matière devait servir de miroir aux ondes électromagnétiques. On sait aujourd'hui que les ondes de cette longueur ne traversent pas les métaux, qui les réfléchissent.

Soucieux d'obtenir des preuves supplémentaires de la théorie de Maxwell, Hertz diminua les dimensions géométriques de ses appareils et porta la longueur d'onde à 60 cm. En 1888, il publia son travail « Des rayons de la force électrique ». Il parvint à concentrer l'énergie électromagnétique au moyen de miroirs paraboliques.

Plaçant les tiges d'un oscillateur et d'un résonateur dans le foyer des miroirs et se servant de

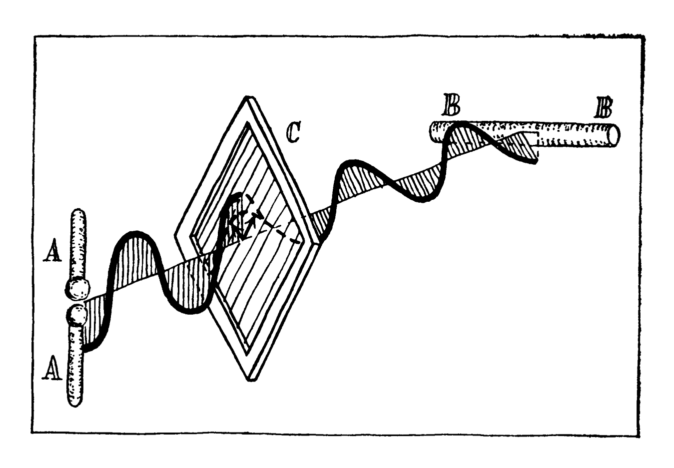


Fig. 5.7.

ces récepteur et émetteur à miroir, Hertz montra que les métaux (mais non les écrans de bois) s'opposaient au passage des ondes électromagnétiques.

La fig. 5.7 illustre la façon dont Hertz prouva la polarisation des ondes électromagnétiques. Après avoir placé sur le trajet d'un rayon électromagnétique créé par l'oscillateur *AA* une grille *C* en fil de cuivre, Hertz, faisant tourner la grille, montra que l'intensité de l'étincelle dans le résonateur *BB* variait. L'onde électrique incidente à la grille se partageait en deux composantes, l'une perpendiculaire, l'autre parallèle au fil de cuivre ; c'était la composante perpendiculaire qui passait. Le même raisonnement peut s'appliquer à un vecteur magnétique. La transversalité de l'onde électromagnétique fut ainsi prouvée.

Finalement, pour étudier la réfraction des ondes, Hertz confectionna en asphalte un prisme

pesant plus d'une tonne, et sut mesurer avec une grande précision le coefficient de réfraction de l'asphalte, qui, pour des ondes de 60 cm, s'avéra égal à 1,69.

Hertz prouva l'existence des ondes électromagnétiques, mesura leurs longueurs, établit les lois de la réflexion, de la réfraction et de la polarisation! Et tout cela en l'espace de trois ans. Il y a de quoi être enthousiasmé.

CLASSIFICATION DU RAYONNEMENT ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Les physiciens ont à faire à un rayonnement électromagnétique d'une immense étendue. Le rayonnement électromagnétique du courant de fréquence urbaine est absolument insignifiant. La possibilité pratique de détecter un rayonnement électromagnétique commence à des fréquences de l'ordre de dizaines de kilohertz, c'est-à-dire de longueurs d'onde de centaines de kilomètres. Les ondes les plus courtes ont une longueur de quelques dix millionièmes de micron, c'est-à-dire des fréquences de l'ordre de milliards de gigahertz.

On appelle ondes hertziennes (radio-électriques) le rayonnement créé par des moyens électrotechniques, c'est-à-dire engendré par des oscillations de courants électriques. Les ondes hertziennes les plus courtes ont une longueur de quelques centièmes de millimètre.

A partir de quelques centaines de microns et au-dessous s'étend le domaine des longueurs d'ondes du rayonnement produit par les transitions énergétiques intramoléculaires, intra-atomiques et intranucléaires. Cette gamme, on le voit, et celle des ondes hertziennes se chevauchent donc largement.

Fig. 5.8.

La lumière visible occupe un domaine restreint, qui s'étend de 0,38 à 0,74 μ. Le rayonnement de longueur d'onde plus longue obtenu autrement que par des moyens radiotechniques est l'infrarouge, le rayonnement de longueur d'onde plus courte (jusqu'à environ 0,1 μ) étant l'ultraviolet.

Le rayonnement électromagnétique obtenu dans les tubes à rayons X empiète sur l'ultraviolet et s'étend jusqu'à 0,01 μ, où il chevauche le domaine des rayons gamma. Ces derniers apparaissent au cours de désintégrations nucléaires, de réactions nucléaires et de collisions entre particules élémentaires.

La principale caractéristique de tout rayonnement électromagnétique est son spectre. On appelle spectre un graphique sur lequel l'intensité (c'est-à-dire l'énergie par unité de temps par unité de surface) est portée en ordonnées, et la longueur d'onde ou la fréquence en abscisses. Le spectre le plus simple est celui du rayonnement monochrome (« d'une seule couleur »). Son graphique

consiste en une seule ligne d'une très petite largeur (fig. 5.8, en haut). On caractérise le degré de monochromie de la ligne par la relation $\lambda/\Delta\lambda$. Les stations de radio émettent un rayonnement presque monochrome. Ainsi, dans le cas d'un émetteur à ondes courtes fonctionnant dans la bande des 30 m, $\lambda/\Delta\lambda$ vaut environ 1000.

Les atomes excités de gaz, par exemple, dans les lampes fluorescentes (l'excitation résulte de collisions entre particules opposées se mouvant vers l'anode et la cathode), donnent un spectre constitué d'un grand nombre de lignes monochromes d'une largeur relative $(100\,000)^{-1}$. En résonance magnétique, on observe des lignes d'une largeur allant jusqu'à 10^{-10}.

A strictement parler, les spectres continus n'existent pas. Mais si les lignes se chevauchent, le résultat mène à la courbe d'intensité montrée sur la fig. 5.8, en bas.

On peut obtenir des données sur un spectre électromagnétique en étudiant tant le rayonnement que l'absorption. D'une façon générale, les deux expériences fournissent la même information. C'est ce qui ressort de la loi fondamentale de la physique quantique. Le système passe du niveau supérieur au niveau inférieur en cas d'absorption.

Mais la différence d'énergies qui détermine la fréquence du rayonnement ou de l'absorption est la même. La question de savoir s'il vaut mieux étudier le spectre du rayonnement ou celui de l'absorption est affaire de commodité.

En caractérisant le spectre du rayonnement, on peut évidemment se servir des deux langages: tant ondulatoire que corpusculaire. Si l'on utilise l'aspect ondulatoire du rayonnement, on dit que l'intensité est proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde. En considérant le rayonnement

comme un flux de particules, l'intensité se mesure au nombre de photons.

Répétons une fois de plus que l'utilisation tantôt de l'un, tantôt de l'autre aspect du champ électromagnétique ne doit pas nous troubler le moins du monde. Le rayonnement ne ressemble ni à une onde, ni à un flux de particules. Les deux images ne sont que des modèles dont il est commode de se servir pour expliquer tels ou tels phénomènes.

Nous n'avons pas jugé utile de donner le tableau des ondes électromagnétiques, mais nous avons assez clairement indiqué que les noms des diverses gammes sont dans une certaine mesure conventionnels et il est des cas où les ondes de même longueur s'appellent différemment selon le moyen utilisé pour les obtenir.

Le tableau des ondes électromagnétiques est actuellement complet et ne comporte aucune gamme qu'on ne puisse obtenir par un procédé ou un autre.

Mais les chevauchements de l'infrarouge avec les ondes hertziennes, des rayons gamma avec les rayons X, etc. n'ont été découverts qu'à une date relativement récente. Pendant longtemps, il subsista une lacune entre les ondes hertziennes courtes et l'infrarouge. Les ondes de 6 mm de longueur furent obtenues en 1895 par le remarquable physicien russe P. Lébédev et les ondes thermiques (infrarouges) d'une longueur allant jusqu'à 0,34 mm, par Rubens.

En 1922, A. Glagoléva-Arkadiéva combla cette lacune en réussissant à produire par un procédé non optique des ondes électromagnétiques de 0,35 mm à 1 cm de longueur.

De nos jours, les radiotechniciens n'ont aucune difficulté à obtenir des ondes de cette longueur. Mais à l'époque A. Glagoléva-Arkadiéva dut faire preuve de pas mal d'ingéniosité pour confectionner à

cet effet un appareil de son invention auquel elle donna le nom de radiateur de masse. Le rayonnement électromagnétique émanait de la limaille métallique en suspension dans de l'huile pour transformateurs lors de sa traversée par une décharge par étincelles.

15—01145

CHAPITRE 6

LA RADIO

PAGES D'HISTOIRE

A l'instar de Faraday, qui ne se doutait pas que la découverte de l'induction électromagnétique aboutirait à la création de l'électrotechnique, et de Rutherford, qui tenait presque pour de l'ignorance et du bavardage les propos de ceux qui parlaient de l'éventualité de tirer de l'énergie du noyau atomique, Hertz, après avoir découvert les ondes électromagnétiques et montré qu'on pouvait les détecter à une distance de plusieurs mètres, seulement ne s'avisa pas d'utiliser ce phénomène pour transmettre des signaux, mais alla même jusqu'à en nier la possibilité. Laissant aux psychologues la tâche d'analyser ces trois faits surprenants, retraçons les événements qui suivirent la mort prématurée de Hertz en 1894.

Les classiques expériences de Hertz, dont nous avons donné une description assez détaillée, attirèrent l'attention des savants du monde entier. Le professeur de l'université de Pétersbourg N. Egorov les reproduisit avec exactitude. L'étincelle dans le résonateur se voyait à peine. On ne pouvait l'observer qu'en pleine obscurité et seulement à la loupe, par surcroît.

En 1889, à l'âge de 30 ans, Alexandre Popov (1859-1906), un modeste professeur d'électrotechnique à l'école militaire de la ville de Kronstadt, entreprit de perfectionner les expériences de Hertz. Les étincelles qu'il obtenait dans ses résonateurs étaient autrement fortes que celles que parvenaient à produire les autres chercheurs.

Dans un article publié en automne 1894 par une revue anglaise, le physicien bien connu Oli-

vier Lodge fit savoir qu'on pouvait perfectionner le résonateur de Hertz en utilisant le tube de Branly. Etudiant la conductibilité de limailles métalliques, E. Branly, l'éminent savant français remarqua qu'elles n'offraient pas toujours la même résistance au courant électrique. Il s'aperçut que la résistance de la limaille dans le tube diminuait brusquement lorsque celui-ci se trouvait à proximité d'un oscillateur de Hertz, apparemment parce que les grains de la limaille adhéraient les uns aux autres. On pouvait rendre à la limaille sa résistance antérieure en imprimant une brusque secousse au tube.

Ce fut précisément cette propriété de la limaille métallique que Lodge mit à profit. Il confectionna un circuit à partir d'un tube de Branly (baptisé « cohéreur », du latin, cohœrere « adhérer ensemble »), d'une pile et d'un galvanomètre très sensible. A l'instant du passage des ondes électromagnétiques, l'aiguille de l'appareil déviait. Lodge parvint à détecter des ondes hertziennes à une distance d'une quarantaine de mètres.

L'inconvénient de ce système était que le « cohéreur » devenait immédiatement inutilisable. Le problème consistait à trouver un moyen non seulement pour « décohérer » la limaille, mais aussi pour que le secouement eût lieu « spontanément ».

Ce fut Popov qui résolut ce problème. Après avoir successivement essayé de nombreux modèles divers de cohéreur, il finit par choisir le suivant. « Sur les parois intérieures d'un tube de verre, sur presque toute sa longueur, sont collées deux bandes d'une mince feuille de platine *AB* et *CD*. L'une des bandes est retournée sur la surface extérieure à l'une des extrémités du tube, et il en est de même de l'autre bande à l'extrémité opposée. Les bandes de platine de 8 mm

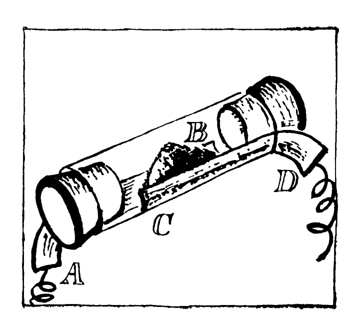


Fig. 6.1.

de large sont distantes d'environ 2 mm ; les extrémités intérieures des bandes *B* et *C* n'arrivent pas jusqu'aux bouchons qui ferment le tube, afin que la limaille contenue dans celui-ci ne puisse après avoir rempli le bouchon, former des fils conducteurs impossibles à détruire par une secousse comme cela se produisait dans certains modèles. Il suffit que le tube ait une longueur de 6 à 8 cm et un diamètre d'environ 1 cm. En cours de fonctionnement, le tube est en position horizontale, de sorte que les bandes se situent dans sa moitié inférieure et sont recouvertes par la limaille métallique. L'effet optimal s'obtient lorsque le tube est rempli pas plus qu'à moitié. »

Le schéma du cohéreur de Popov, tracé d'après ses explications, est montré sur la fig. 6.1. Le savant se servait de limaille de fer ou d'acier.

Mais le principal n'était pas de perfectionner le cohéreur, c'était d'inventer un procédé pour le ramener à son état initial après la réception d'une onde électromagnétique. Dans le premier récepteur de Popov, dont le schéma est représenté sur la fig. 6.2, cette fonction était remplie par une simple sonnerie électrique, qui remplaçait l'aiguille du galvanomètre et dont le marteau frappait sur le tube de verre en revenant à sa position initiale.

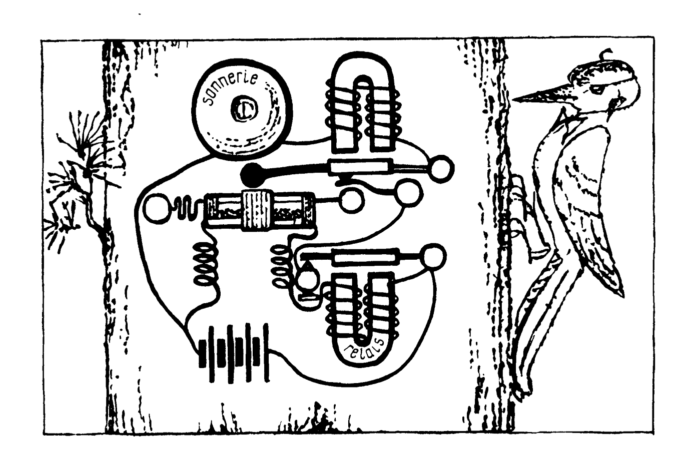
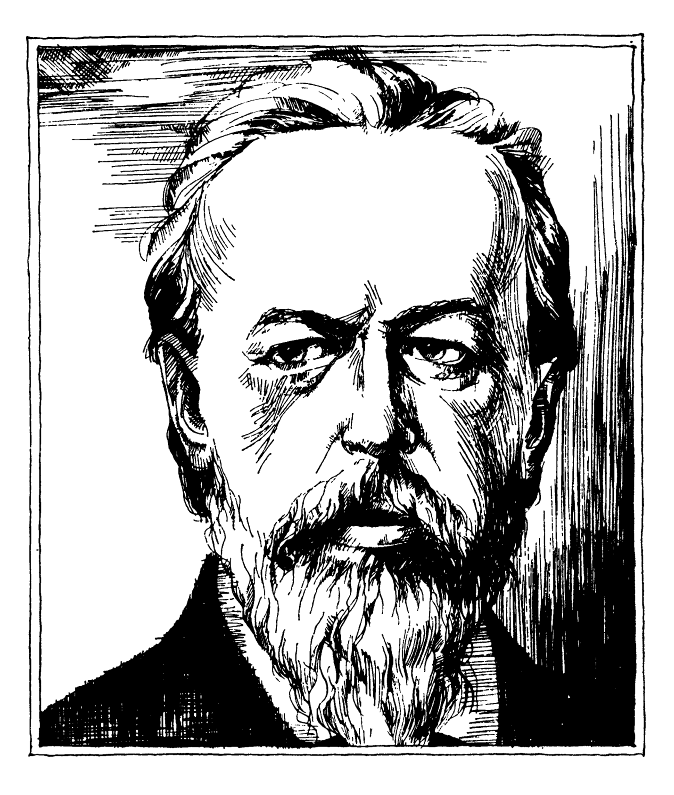


Fig. 6.2.

Ainsi fut trouvée la solution admirablement simple de ce qui était pourtant un véritable casse-tête. Le lecteur appréciera à sa juste valeur l'idée principale qui n'était pas venue à l'esprit de physiciens aussi éminents que Hertz et Lodge. Le fait est que c'était la toute première utilisation dans un schéma simple de ce que les techniciens appellent schéma à fonctionnement de relais. L'infime énergie des ondes hertziennes n'agit pas directement, mais sert à commander le circuit de courant. La sonnerie et le cohéreur furent les premiers amplificateurs.

Au printemps 1895, Popov décide de faire ses expériences dans son jardin. Il éloigne progressivement le récepteur du vibrateur. L'étincelle de celui-ci actionne encore la sonnerie à 50 m, puis à 60 m, mais à 80 m les vibrations cessent. Popov approche alors du récepteur un écheveau de fil de cuivre, le déroule, l'étend sur un arbre et en connecte l'extrémité inférieure au cohéreur. La sonnerie se déclenche. Ainsi apparut la première antenne au monde.



Alexandre Popov (1859-1906), physicien et électrotechnicien russe, inventeur de la radio. Ses travaux furent hautement appréciés par ses contemporains. En 1900 à l'Exposition universelle de Paris, son invention lui valut une médaille d'or.

Le 7 mai, en U.R.S.S., on fête la journée de la Radio. En 1895, ce jour-là, au cours d'une réunion de la Société physico-chimique russe, Popov présenta un compte rendu modestement intitulé « Du comportement des limailles métalliques à l'égard des oscillations électriques ». Parmi les auditeurs, beaucoup avaient assisté quelques années auparavant aux expériences de Hertz, où la minuscule étincelle jaillissant dans le vibrateur n'était visible qu'à la loupe. En entendant les vigoureux tintements de la sonnerie du récepteur de Popov, tous comprirent que la télégraphie sans fil était née, que la possibilité était apparue de transmettre des signaux à distance.

Le 24 mai 1896, Popov envoya le premier radiotélégramme au monde. D'un bâtiment à un autre, distance de 250 m, il transmit en morse, en appuyant sur un manipulateur pendant des intervalles de temps brefs et longs, les mots « Heinrich Hertz », qui s'inscrivirent sur une bande télégraphique.

En 1899, la portée des radiocommunications sur les unités de l'école navale atteignait déjà 11 km. Personne, pas même les esprits les plus sceptiques, ne mit plus en doute l'importance pratique de la télégraphie sans fil.

L'inventeur italien Guglielmo Marconi commença ses expériences un peu plus tard que Popov. Il se tint soigneusement au courant de toutes les réalisations de l'électrotechnique et recherches consacrées aux ondes électromagnétiques et les mit adroitement à profit pour perfectionner la réception et l'émission des ondes hertziennes. Bien que d'ordre organisationnel plutôt que technique, son mérite est grand, de sorte que son nom doit être prononcé avec respect, sans pourtant oublier que la priorité incontestée, universellement reconnue, dans la création de la

radio appartient au savant russe Popov. Marconi ne mentionna pas le nom de Popov dans ses articles et ses déclarations, mais tout le monde ne sait pas qu'en 1901 il lui offrit un emploi dans la société par actions dont il était le président. La portée de la réception radio-électrique s'accrut rapidement. En 1899, Marconi réussit à établir une liaison radio-électrique entre l'Angleterre et la France et en 1901, entre l'Europe et l'Amérique.

Quels perfectionnements techniques contribuèrent donc à ce succès et à la naissance de la radiodiffusion ?

A partir de 1899, la radiotechnique commence à se passer de cohéreur. Au lieu de détecter les ondes hertziennes grâce à une baisse de résistance dans le circuit sous l'effet d'une onde électromagnétique, on eut recours à un tout autre procédé. L'onde électromagnétique pulsatoire redressée pouvait être captée par un simple récepteur téléphonique.

On se mit à la recherche de divers redresseurs. Le détecteur à contact solide largement utilisé jusqu'aux années 20 de notre siècle consistait en un cristal à conductibilité unidirectionnelle. Ce genre de cristaux était connu depuis 1874. En font partie les sulfures de métaux, la pyrite de cuivre, des centaines de minéraux divers. Les personnes de mon âge se rappellent les postes à galène et l'énervante recherche du meilleur contact possible à l'aide d'un ressort terminé par une pointe que l'on déplaçait sur la surface du cristal (fig. 6.3). Il y avait déjà beaucoup d'émetteurs à l'époque, aussi fallait-il régler le poste sur l'onde convenable au moyen d'un commutateur à contact, s'il s'agissait de capter un nombre limité de stations, ou d'un condensateur variable, appareil encore utilisé dans les récepteurs modernes.

Il était difficile sinon impossible de construire



Fig. 6.3.

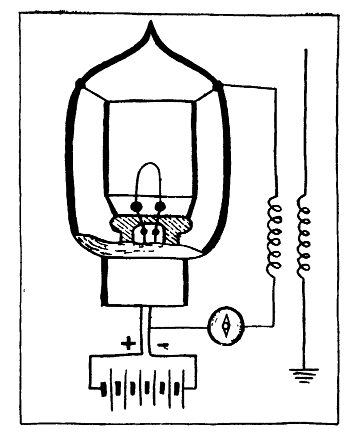


Fig. 6.4.

des émetteurs à étincelle de grande puissance, car l'éclateur chauffait trop. Aussi furent-ils remplacés par l'arc voltaïque et une machine de haute fréquence, ce qui permit de porter la puissance à des centaines de kilowatts.

Mais l'utilisation du tube électronique apporta une véritable révolution dans les communications radio-électriques, qui permit de passer de la radiotélégraphie à la diffusion de la parole et de la musique.

En octobre 1904, l'ingénieur électricien John Fleming (1849-1945) montra que le courant électrique de haute fréquence pouvait être redressé au moyen d'une valve à vide formée d'un filament chauffé par le courant entouré d'un cylindre métallique. Son schéma est montré sur la fig. 6.4. Fleming comprenait l'importance de la diode à vide pour transformer les oscillations électriques en son (il donna aussi à cette valve le nom d'audion, du latin audio « j'entends »), mais ne réussit pas à généraliser l'emploi de son détecteur.

Ce fut à Lee de Forest (1873-1961) que revint le mérite d'inventer la valve électronique, qu'il fut le premier, en 1907, à transformer en triode (tube à trois électrodes). Le récepteur à lampe de Lee de Forest captait les signaux sur une « grille », les redressait et permettait l'écoute téléphonique des signaux télégraphiques.

L'ingénieur américain comprenait fort bien les possibilités du tube électronique en tant qu'amplificateur, mais ce fut seulement en 1913, soit six ans plus tard, que l'ingénieur allemand Meissner utilisa la triode dans un circuit générateur.

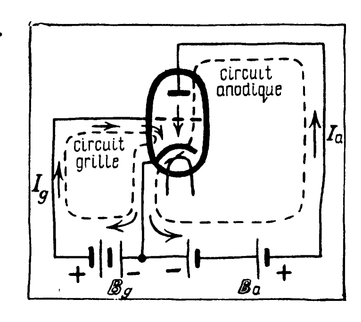
On avait déjà tenté de transmettre la parole, c'est-à-dire de moduler les ondes électromagnétiques, avant de se servir d'un tube électronique en qualité de générateur. Mais les difficultés s'étaient avérées considérables, et l'on n'était pas parvenu à étendre suffisamment la bande des fréquences de modulation. On avait réussi à transmettre tant bien que mal la voix humaine, mais non la musique. Ce fut seulement dans les années 20 que les émetteurs et récepteurs équipés de tubes électroniques firent apparaître les possibilités vraiment infinies des radiocommunications en tant que transmission englobant toute la gamme des fréquences sonores.

Une nouvelle révolution s'est produite récemment lorsque les éléments semiconducteurs ont remplacé les tubes électroniques dans les montages de radio. On a vu apparaître une nouvelle branche de la physique appliquée ayant pour objet l'étude de l'immense ensemble des problèmes liés à la réception, à la transmission et au stockage de l'information.

LES TRIODES ET LES TRANSISTORS

Les triodes révolutionnèrent la radiotechnique. Mais la technique vieillit plus vite que

Fig. 6.5.



l'homme. Les tubes électroniques sont déjà périmés. Il est cependant plus facile d'expliquer sur l'exemple du tube électronique les principes des deux applications fondamentales des tubes et des transistors, à savoir l'amplification et la génération d'ondes de fréquence déterminée. Aussi nous arrêtons-nous plus longuement sur le fonctionnement du tube électronique que sur celui des transistors.

Dans l'ampoule d'une triode, en plus de la plaque (anode) et du filament (cathode) chauffé par le courant, est soudée une troisième électrode, appelée grille, que les électrons traversent librement, car ses mailles sont aux électrons ce qu'est la Terre aux grains de poussière. La fig. 6.5 montre comment la grille permet de commander le courant anodique. Il est évident que ce courant est réduit ou amplifié selon que la différence de potentiel à la grille est négative ou positive.

Faisons la simple expérience suivante. Appliquons entre la cathode et l'anode une tension de 100 V, puis faisons varier progressivement la tension de grille, mettons de —8 V à +4 V, comme montré sur la fig. 6.6. A l'aide d'un ampèremètre, mesurons l'intensité du courant qui parcourt le circuit anodique. La courbe obtenue, représentée sur la figure, constitue ce que l'on

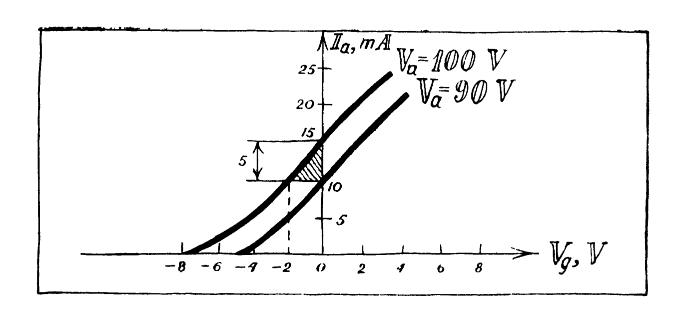


Fig. 6.6.

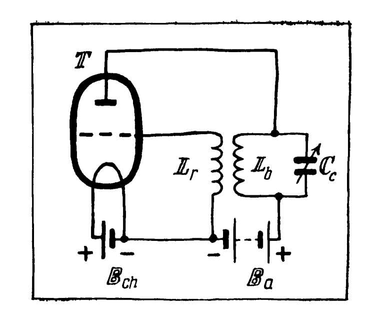
appelle la caractéristique du tube électronique. En refaisant l'expérience, mais en appliquant cette fois une tension anodique de 90 V, on obtient une courbe analogue.

Faisons maintenant bien attention au remarquable résultat suivant. Comme l'indique le triangle hachuré (fig. 6.6), on peut appliquer le courant anodique de 5 mA par deux procédés: en augmentant soit la tension anodique de 10 V, soit la tension de grille de 2 V. L'introduction de la grille transforme la triode en amplificateur. Dans l'exemple considéré, le facteur d'amplification est égal à 5 (10 divisé par 2). En d'autres termes, la tension de grille exerce sur le courant anodique une action cinq fois plus forte que la tension anodique.

Voyons maintenant comment la triode permet d'engendrer des ondes d'une longueur déterminée.

Le schéma correspondant, simplifié à l'extrême, est montré sur la fig. 6.7. Quand on applique la tension anodique, le condensateur C_c du circuit oscillant commence à se charger par le tube. L'armature inférieure acquiert une charge positive. Le condensateur ne tarde pas à se décharger par la bobine d'inductance L_b. Les oscillations libres ainsi créées s'amortiraient n'était le constant ap-

Fig. 6.7.



port d'énergie en provenance du tube. Mais comment s'y prendre pour que ce renfort énergétique soit périodique et que le circuit oscille à la manière d'une balançoire? On se sert à cet effet de ce qu'on appelle la rétroaction. Dans la bobine L_r, le courant du circuit oscillant produit une f.é.m. d'induction d'une fréquence égale à celle des oscillations libres. De la sorte, la grille crée dans le circuit anodique un courant pulsatoire qui fait osciller le circuit à sa fréquence propre.

Les deux ingénieux principes de génération et d'amplification d'oscillations électromagnétiques décrits ci-dessus créèrent la radiotechnique et les domaines annexes. Les tubes électroniques tendent actuellement à être remplacés par des transistors, mais les idées d'amplification et de génération restent les mêmes.

Mais nous n'avons pas encore expliqué ce qu'est un transistor. C'est un dispositif comportant trois électrodes. L'émetteur correspond à la cathode, le collecteur à l'anode, la base à la grille. La sortie de l'émetteur et celle du collecteur forment respectivement l'entrée et la sortie du transistor.

Un transistor (fig. 6.8) comprend deux jonctions du type *p-n*. La zone *p* peut se trouver au milieu, et il existe aussi des transistors du type *n-p-n*.

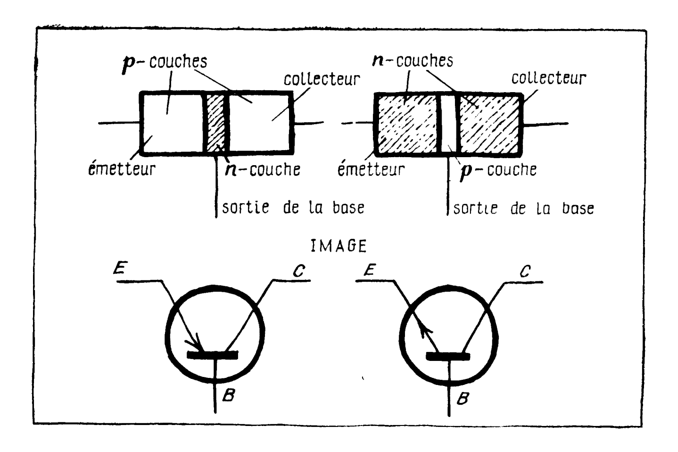


Fig. 6.8.

On applique toujours une tension de polarisation positive à l'émetteur, de sorte qu'il peut fournir un grand nombre de porteurs de charges majoritaires. Il y a amplification lorsque le circuit d'émetteur de faible résistance fait varier le courant dans le circuit de collecteur de résistance élevée.

Dans un transistor, comme dans une triode, un faible courant dans le circuit d'entrée permet de commander des courants puissants dans le circuit de sortie. Il y a une différence dans le caractère de la commande. Le courant anodique d'un tube, on l'a vu tout à l'heure, dépend de la tension de grille, tandis que le courant collecteur dépend du courant d'émetteur.

Les schémas de connexion des transistors et leur utilisation en qualité d'amplificateurs et de générateurs sont grosso modo analogues aux principes de fonctionnement de la triode, mais l'examen de ce très important domaine de la physique moderne nous obligerait à sortir du cadre qui nous est imparti.

On peut classifier les divers types d'émission d'après la puissance des stations, qui varie d'un milliwatt environ, voire encore moins pour les plus faibles, à un mégawatt pour les plus puissantes.

Il y a des différences de structure considérables entre les stations à ondes de longueurs supérieures à quelques mètres et les postes d'émission à ondes ultra-courtes (décimétriques, voire de quelques fractions de centimètre). Mais même à l'intérieur de chaque gamme de longueurs d'ondes et de puissances, l'ingénieur chargé d'élaborer le projet d'une station peut choisir entre un très grand nombre de schémas celui qui convient le mieux selon la localité, les buts visés, les considérations économiques, ou, simplement, son inventivité technique.

La pièce essentielle d'un émetteur est le générateur d'ondes hertziennes. On a le choix entre au moins cinq types de générateurs. On peut utiliser un générateur à lampes, dont la gamme est exceptionnellement étendue. Sa puissance peut varier de fractions de watt à des centaines de kilowatts, et sa fréquence, de dizaines de kilohertz à plusieurs gigahertz. Mais si l'on a besoin d'une puissance réduite, de l'ordre de dixièmes de watt, seul convient un générateur à transistors. Au contraire, on est encore obligé pour l'instant (mais pas pour longtemps, sans doute) de renoncer aux transistors si l'on veut obtenir une puissance de plusieurs centaines de watts. Dans le cas de puissances auxquelles conviennent les deux types de générateurs, on donnera sans doute la préférence aux transistors. Un émetteur à transistors occupe beaucoup moins de place et il est bien plus facile à réaliser portatif qu'un générateur à lampes.

Les oscillateurs à magnétron et à klystron ont des applications plus particulières. Les premiers peuvent s'avérer très utiles quand il s'agit d'émettre des impulsions d'une puissance de plusieurs mégawatts. La gamme de fréquences auxquelles convient l'oscillateur à magnétron est bien plus étroite, puisqu'elle s'étend de 300 MHz à 300 GHz.

On peut aussi pour cette gamme d'ondes ultra-courtes utiliser les klystrons, mais on n'y a recours que si l'on a besoin de puissances réduites ne dépassant pas quelques watts dans la bande des ondes centimétriques et quelques milliwatts dans la bande des ondes millimétriques.

Le mégatron et le klystron, de même que le cinquième type, c'est-à-dire le maser, sont tout à fait spécifiques et nécessitent un examen particulier. Quant aux émetteurs à transistors et à lampes, ils se ressemblent. Des règles radiotechniques précises permettent de remplacer une lampe par un transistor équivalent.

Mais il ne suffit pas de choisir un générateur d'oscillations électromagnétiques convenable. Il faut encore décider comment amplifier la puissance créée par ce qu'on appelle le maître oscillateur. Il faut en outre choisir un procédé de modulation de l'onde porteuse de fréquence sonore. Il existe de nombreuses variantes de transmission d'énergie au réseau d'antennes. Et l'organisation même de ce réseau offre un champ extrêmement vaste à la fantaisie de l'ingénieur.

On recourt très souvent en radiotechnique à ce qu'on appelle les blocs-diagrammes. Un tel diagramme représente plusieurs rectangles portant des inscriptions et l'on explique au fur et à mesure des besoins ce que contient chaque caisse. Le bloc-diagramme d'une station de radiodiffusion est montré sur la fig. 6.9. Le maître oscillateur engendre des oscillations entretenues pres-

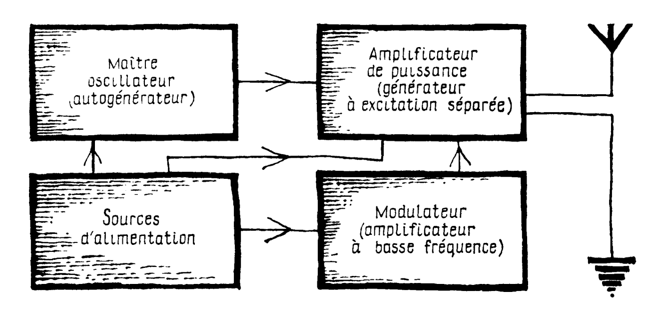


Fig. 6.9.

que harmoniques d'une fréquence et d'une longueur d'onde identiques à celles sur lesquelles l'auditeur qui désire capter cette station règle son récepteur. Le deuxième bloc est un amplificateur de puissance, dont le nom est suffisamment explicite. Le bloc dit « modulateur » a pour fonction de transformer les oscillations sonores en oscillations électriques et de les superposer sur l'onde porteuse de la station.

La modulation peut s'effectuer par divers procédés. Le plus simple est d'expliquer comment se produit la modulation de fréquence. Dans nombre de cas, le microphone est un condensateur dont la capacité varie grâce à la pression acoustique, car elle dépend de la distance entre les plaques. Imaginons maintenant un tel condensateur branché dans un circuit oscillant qui engendre une onde. La fréquence de l'onde varie alors en fonction de la pression acoustique.

Comme nous avons « fait irruption » avec un microphone dans le circuit oscillant, c'est une certaine bande de fréquences au lieu d'une fréquence strictement déterminée qui est émise. Il est évident que dans le cas idéal, la bande doit comprendre tout l'intervalle des fréquences acoustique, qui vaut, on le sait, environ 20 kHz.

Si l'émission se fait sur grandes ondes, auxquelles correspondent des fréquences de l'ordre de 100 kHz, la bande passante constitue le cinquième de la fréquence porteuse. Il est clair qu'on ne parvient pas sur grandes ondes à assurer le fonctionnement d'un grand nombre de stations qui ne se recouvrent pas. Il en va tout autrement sur ondes courtes. A une fréquence de 20 MHz, la largeur de la bande n'équivaut plus qu'à une fraction de % de la valeur de la fréquence porteuse.

Le premier réseau de radiodiffusion soviétique apparut à Moscou en 1925. L'unique programme d'alors était diffusé simultanément par 50 hauts-parleurs.

En U.R.S.S. la diffusion à programme unique se fait sur fréquences acoustiques. Du studio de radiodiffusion, le programme est transmis par fils à une station d'amplification centrale. De celle-ci, de nouveau par fils, les vibrations acoustiques sont transmises à des postes d'émission où elles sont amplifiées une seconde fois et transmises par lignes d'alimentation principales à des postes de transformation. De chacun de ces postes les fils partent vers d'autres postes du rang suivant, en quelque sorte. Le nombre des éléments du réseau, et donc celui des abaissements de tension varie selon la grandeur de la ville ou de la région desservie. Dans les lignes d'abonnés, la tension est de 30 V.

Depuis 1962, on installe dans les villes soviétiques la radiodiffusion à trois programmes. La diffusion des deux programmes supplémentaires s'effectue selon la méthode de la modulation d'amplitude à fréquences porteuses de 78 et 120 kHz. Au domicile de l'abonné, un récepteur spécial démodule les deux programmes (c'est-à-dire sépare les sons en « éliminant » la haute fréquence).

De la sorte, dans le système examiné, les trois programmes sont diffusés sur le même fil: le programme principal sur fréquences acoustiques, les deux autres non démodulés. Aussi ne se gênent-ils pas mutuellement. C'est simple, mais il fallait y penser. En tout cas, le résultat est excellent. L'économie, la fiabilité et la fidélité de la transmission permettent de penser que la diffusion par fil, y compris de programmes de télévision, a un grand avenir.

RÉCEPTION RADIO-ÉLECTRIQUE

Il existe d'innombrables modèles de postes récepteurs de radio. La radio-électronique progresse très rapidement et chaque année de nouveaux appareils, meilleurs que les précédents, apparaissent dans le commerce.

Que signifie « meilleur » quand on parle d'un poste récepteur de radio? Le lecteur n'aura sans doute aucune difficulté à répondre lui-même à cette question, même s'il ne connaît pas grand-chose à la physique. Un bon récepteur doit être 1) sélectif, c'est-à-dire capable de séparer du chaos d'ondes hertziennes qui parviennent à l'antenne les seuls signaux cherchés; 2) sensible, c'est-à-dire capable de capter les signaux les plus faibles; 3) capable de reproduire avec une haute fidélité, sans aucune distorsion, la musique et la parole. Pour reproduire cette dernière d'une façon satisfaisante, une bande de fréquence de 100 Hz à 1 kHz suffit, mais la musique symphonique exige une bande bien plus large: de 30 Hz à 20 kHz, dont la réalisation est un problème technique difficile.

Ainsi donc les trois qualités majeures exigées d'un bon poste récepteur sont la sensibilité, la sélectivité et la haute fidélité de reproduction.

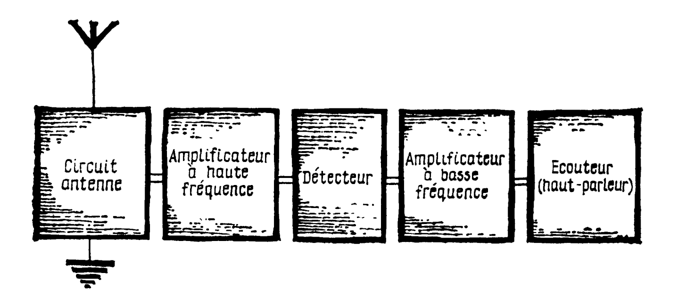


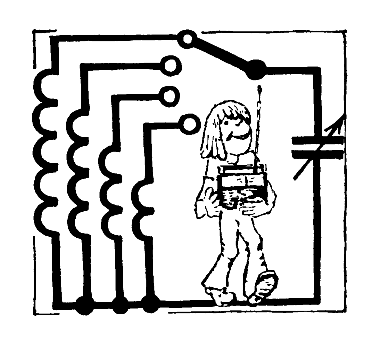
Fig. 6.10.

Mais sans doute est-il en outre souhaitable que le poste fonctionne bien sur toutes les gammes d'ondes.

Le bloc-diagramme d'un poste de radio d'amplification directe est suffisamment explicite (fig. 6.10). Il convient en premier lieu de séparer la longueur d'onde voulue et d'amplifier les oscillations de haute fréquence créées dans l'antenne par l'onde de la station cherchée. Il faut ensuite détecter ou démoduler le courant, c'est-à-dire éliminer la fréquence porteuse et extraire du courant électrique l'information que porte le son. Il est ensuite nécessaire d'installer un amplificateur de plus, pour les oscillations de basse fréquence, cette fois. Le stade final est la transformation de ces oscillations électriques en oscillations acoustiques au moyen d'un haut-parleur (ou d'écouteurs, dont se servent les personnes délicates, soucieuses de ne pas déranger leurs voisins).

L'antenne d'un poste récepteur de radio est couplée par induction avec des circuits oscillants de plusieurs gammes. Quand on tourne le commutateur de gammes d'ondes, on fait l'opération montrée schématiquement sur la fig. 6.11. Dans les limites de chaque gamme, on effectue géné-

Fig. 6.11.



ralement le réglage d'accord en faisant varier la capacité du condensateur du circuit oscillant récepteur. La capacité d'un poste récepteur de radio à sélectionner la fréquence d'une manière optimale est déterminée par la courbe de résonance du circuit oscillant.

Il est indiqué dans le mode d'emploi de la radio de ma voiture que lors du réglage sur la fréquence cherchée, le signal perturbateur émanant d'une station émettant sur une fréquence décalée de 20 kHz sera atténué de 60 dB, c'est-à-dire de 1000 fois. La sélectivité des meilleurs récepteurs modernes atteint 120 dB (les parasites sont atténués d'un million de fois).

La sensibilité d'un récepteur est caractérisée par la plus petite valeur de la f.é.m. dans l'antenne, qui permet d'écouter l'émission avec une netteté suffisante. Dans une radio de voiture, la sensibilité minimale sur grandes ondes et dans la gamme des ondes ultra-courtes est respectivement de 175 μV et de 5 μV. Il est difficile d'installer une antenne de plus de 2 m de long sur une voiture. Il est donc aisé de trouver l'intensité limite du champ électrique des ondes hertziennes cherchées. Si cette intensité est inférieure à 2 μV/m, mettons, le signal utile sera couvert par les parasites.

Il y a deux sortes de parasites : extérieurs (industriels ou atmosphériques) et intérieurs (dus aux fluctuations de courant dans les circuits d'entrée des récepteurs de radio). Lorsque le signal capté est faible, on diminue la largeur de la bande passante. Les parasites intérieurs décroissent alors proportionnellement à la racine carrée de la largeur de la bande passante.

PROPAGATION DES ONDES HERTZIENNES

Le cas le plus simple est la propagation d'une onde hertzienne dans l'espace libre. A une faible distance de l'émetteur, on peut déjà considérer l'onde comme ponctuelle, et donc, le front d'onde comme sphérique. Si l'on construit mentalement plusieurs sphères autour de l'émetteur, il est évident qu'en l'absence d'absorption, l'énergie traversant les sphères restera inchangée. Or, la surface d'une sphère est proportionnelle au carré du rayon. Par conséquence, à mesure qu'on s'éloigne de la source, la diminution de l'intensité de l'onde, c'est-à-dire de l'énergie par unité de surface par unité de temps, est inversement proportionnelle au carré de la distance.

Il est évident que cette importante règle joue au cas où l'on n'a pas pris de mesures spéciales pour créer un flux directionnel d'ondes hertziennes.

Il existe divers procédés techniques pour produire des faisceaux hertziens dirigés. L'un d'eux consiste à utiliser un réseau d'antennes approprié. Les antennes doivent être disposées de façon que les ondes qu'elles émettent se propagent dans la direction voulue « crête contre crête ». On se sert aussi à cet effet de miroirs de formes diverses.

Les ondes hertziennes parcourant l'espace dé-

vient de la direction rectiligne — sont réfléchies, dispersées, réfractées — si elles se heurtent à des obstacles commensurables avec la longueur d'onde, voire un peu plus petits.

C'est le comportement des ondes se propageant à proximité de la surface terrestre qui nous intéresse le plus. Très variable, il dépend de la longueur d'onde.

Les propriétés électriques de la Terre et de l'atmosphère jouent un rôle essentiel à cet égard. Si la surface est conductrice, elle « ne lâche pas » les ondes hertziennes. Les lignes de force électriques du champ électromagnétique arrivent à un métal (et plus généralement, à tout conducteur) sous un angle droit.

Imaginons maintenant que l'émission se fasse à proximité de la surface de la mer. L'eau de mer, qui contient des sels en solution, est un électrolyte et un excellent conducteur, aussi « retient-elle » l'onde hertzienne, l'obligeant à se propager le long de la surface de la mer.

Les plaines et les terrains boisés, qui conduisent bien les courants dont la fréquence n'est pas trop élevée, se comportent comme des métaux à l'égard des grandes ondes. Ces dernières sont donc retenues par toute la surface terrestre et peuvent faire le tour du globe. Soit dit à ce propos, on dispose ainsi d'un moyen pour déterminer la vitesse des ondes hertziennes. Les radiotechniciens savent qu'une onde hertzienne met 0,13 s à faire le tour de la Terre. Et les montagnes? Eh bien, elles ne sont pas si hautes pour les ondes longues d'un kilomètre, qui sont plus ou moins capables de les contourner.

Pour ce qui est des ondes courtes, la possibilité de les capter à une grande distance est due à l'existence de l'ionosphère. Les rayons solaires possèdent la capacité de détruire les molécules d'air dans les couches supérieures de l'atmosphère.

Ces molécules se transforment en ions et forment plusieurs couches chargées à une distance de 100 à 300 km de la Terre. De la sorte, pour les ondes courtes, l'espace dans lequel elles se déplacent constitue une couche de diélectrique serrée entre deux surfaces conductrices.

Les plaines et les surfaces boisées sont mauvaises conductrices pour les ondes courtes et ne peuvent donc les retenir. Se propageant en toute liberté, ces ondes finissent par se heurter à l'ionosphère, qui les réfléchit, telle une surface métallique.

L'ionisation de l'ionosphère n'est pas homogène et varie évidemment selon qu'il fait jour ou nuit, aussi les ondes courtes suivent-elles des trajets très divers. Elles peuvent ne parvenir à votre récepteur qu'après avoir été maintes fois réfléchies par la Terre et l'ionosphère. Le sort d'une onde courte dépend de l'angle sous lequel elle arrive sur l'ionosphère. Si cet angle a une valeur proche de 90°, l'onde traverse l'ionosphère et s'évade dans l'espace, mais le plus souvent elle est entièrement réfléchie et regagne la Terre.

Pour les ondes ultra-courtes, l'ionosphère est transparente. Aussi peut-on les capter dans les limites de la visibilité directe ou au moyen de satellites artificiels de la Terre. Dirigées sur un tel satellite et réfléchies par sa surface, les ondes ultra-courtes peuvent être captées à des distances énormes.

En rendant possible la réception d'émissions de radio et de télévision sur ondes ultra-courtes, les satellites artificiels ont ouvert une ère nouvelle dans la technique des communications radioélectriques.

La transmission sur ondes centimétriques, millimétriques et submillimétriques offre d'intéressantes possibilités. Ces ondes peuvent être

absorbées par l'atmosphère, mais il y a des «trous», et en choisissant une longueur d'onde convenable on peut utiliser les ondes qui empiètent sur la gamme optique. Les avantages de ces ondes sont bien connus : elles permettent de «faire entrer» un très grand nombre de transmissions dans un petit intervalle d'ondes.

RADAR

Le principe du radar est assez simple. Il consiste à émettre vers l'objet à repérer un signal qui revient à son point de départ par réflexion contre cet objet. Le signal met respectivement 1 microseconde et 1 milliseconde à faire l'aller et retour selon que l'objet se trouve à 150 m ou 150 km du radar. La direction dans laquelle est émis le signal est celle de la ligne sur laquelle se trouvait l'avion, la fusée ou l'automobile à l'instant de sa rencontre avec le faisceau radio-électrique.

L'onde hertzienne doit être envoyée suivant un faisceau dirigé très étroit, d'un angle d'ouverture de l'ordre d'un degré.

Le principe est effectivement simple, mais il soulève de grosses difficultés techniques de mise en œuvre. En premier lieu, on exige des performances élevées du générateur. On utilise des générateurs à lampes dans les gammes métrique et décimétrique (les ondes plus longues ne conviennent manifestement pas), et des klystrons et magnétrons dans la bande centimétrique.

Le plus naturel est le mode de fonctionnement par impulsions. Son principe est d'envoyer périodiquement dans l'espace des impulsions brèves, dont la durée dans les installations perfectionnées varie de 0,1 à 10 microsecondes. La fréquence de la répétition des implusions doit

être choisie de manière que le signal ait le temps de revenir durant la pause.

La distance maximale à laquelle on peut repérer un avion ou une fusée n'est limitée que par la condition de visibilité directe. Le lecteur ne peut manquer de savoir que les radars modernes peuvent capter des signaux réfléchis par n'importe quelle planète du système solaire. Il va de soi qu'on doit alors utiliser des ondes capables de traverser l'ionosphère. Il est heureux que la diminution de la longueur d'onde influence directement l'augmentation de la portée de vision du radar, car elle est proportionnelle non seulement à l'énergie de l'impulsion émise, mais aussi à la fréquence du rayonnement.

Les sursauts provenant des impulsions émises et réfléchies sont observés sur l'écran d'un oscillographe cathodique. Si l'objet repéré est un avion qui se rapproche, l'écho sera décalé vers le signal émis.

Un radar ne doit pas forcément fonctionner en régime impulsionnel. Supposons qu'un avion vole vers l'antenne à une vitesse v et qu'il réfléchisse le faisceau hertzien sans discontinuer. En raison de l'effet Doppler, la fréquence de l'onde reçue sera reliée à la fréquence de l'onde émise par la relation

$$\nu_{rec} = \nu_{em} (1 + 2v/c).$$

Les fréquences sont déterminées avec une très grande précision par des méthodes radiotechniques. En accordant à résonance, on détermine ν_{rec} et d'après sa valeur on calcule la vitesse. Si la fréquence du signal émis est de 10^9 Hz, mettons, et que l'avion ou la fusée se rapproche de l'antenne du radar à la vitesse de 1000 km/h, la fréquence reçue sera de 1850 Hz supérieure à la fréquence émise.

Un faisceau hertzien n'est pas réfléchi par

un avion, une fusée, un navire ou une automobile comme par un miroir. Les longueurs d'onde sont soit du même ordre de grandeur qu'un objet réfléchissant de forme compliquée, soit nettement moindres. En se réfléchissant contre les divers points de l'objet, les rayons interfèrent et se dispersent, de sorte que la surface réfléchissante de l'objet diffère considérablement de sa surface réelle. C'est un calcul difficile, et seule l'expérience de l'opérateur l'aide à identifier l'objet situé sur le trajet du faisceau.

Le lecteur a certainement vu des antennes de radars, ces réflecteurs paraboloïdes toujours en mouvement, qui scrutent l'espace en permanence.

On peut faire effectuer à un tel miroir les mouvements les plus divers, par exemple de manière que le faisceau balaye systématiquement tout l'espace par lignes ou par cercles. On arrive ainsi non seulement à déterminer la distance à laquelle se trouve un avion, mais aussi à suivre ses évolutions.

On se sert de ce procédé pour guider les avions à l'atterrissage par mauvaise visibilité. Une telle tâche peut être confiée à un opérateur comme à un dispositif automatique.

Un radar peut être « induit en erreur ». En premier lieu, on peut recouvrir l'objet d'un matériau capable d'absorber les ondes hertziennes, de poussier, par exemple, ou de caoutchouc. De plus, pour diminuer le coefficient de réflexion, on se sert de revêtements gaufrés, qui obligent la plus grande partie du rayonnement à se disperser en tous sens.

On peut complètement « désorienter » un radar en larguant d'un avion des paquets de bandes de feuilles d'aluminium ou des fibres métallisées. Les Anglais furent les premiers à se servir de ce procédé, durant la Seconde Guerre

mondiale. Un troisième moyen consiste à saturer l'espace de faux signaux hertziens.

Le radar est une branche technique extrêmement intéressante ayant de nombreuses applications pacifiques et absolument indispensable aux besoins de la défense nationale.

Les principes du radar forment le fondement des communications entre les véhicules spatiaux et la Terre. Les radiotélescopes sont disposés de manière à ne pas perdre le véhicule de vue. Leurs antennes ont des dimensions considérables, allant jusqu'à des centaines de mètres. Le besoin d'aussi grandes antennes s'explique par la nécessité d'envoyer des signaux extrêmement puissants et de capter les faibles signaux émis par l'émetteur de bord. Il est évidemment très important d'émettre un faisceau dirigé très étroit. Si l'antenne fonctionne sur une fréquence de 2,2 milliards d'oscillations par seconde (longueur d'onde d'environ 1 cm), en atteignant la Lune le faisceau s'étalera sur une plage de tout juste 1000 km de diamètre. Il est vrai que sur Mars (situé à $300 \cdot 10^6$ km de la Terre) ce diamètre sera de 700 000 km.

LA TÉLÉVISION

Comme 99 lecteurs sur 100 passent chaque jour une heure ou davantage à regarder la télévision, il serait injuste de ne pas dire quelques mots sur cette grande invention. Nous nous bornerons cependant à ne parler que de ses principes.

L'idée de la transmission d'images à distance se ramène à ce qui suit. L'image à transmettre est morcelée en petits carrés de dimensions telles que l'œil soit incapable de remarquer le changement de luminosité à l'intérieur de l'image représentée. L'énergie lumineuse de chaque portion de cette image peut être convertie en un signal

électrique au moyen de l'effet photo-électrique. Il faut ensuite trouver un moyen pour déchiffrer ces signaux, et cela, évidemment, dans une séquence strictement déterminée, comme lors de la lecture d'un livre. Ces signaux électriques sont incorporés dans une onde électromagnétique porteuse exactement comme dans une émission radiophonique. Les opérations suivantes sont également tout à fait analogues à celles qui s'effectuent dans les communications radio-électriques. Les oscillations modulées sont amplifiées et détectées. Un téléviseur doit transformer les impulsions électriques en images.

Un tube émetteur de télévision est appelé iconoscope. Au moyen d'une lentille, l'image est projetée sur une photocathode. Les plus répandues sont les photocathodes oxygène-césium et antimoine-césium. La photocathode est montée avec la photo-anode dans un tube à vide.

En principe, on pourrait transmettre l'image en projetant successivement le flux lumineux provenant de chacun de ses éléments, auquel cas le courant photo-électrique devrait passer uniquement durant le bref instant que dure la transmission de chaque élément de l'image. Mais un tel mode de fonctionnement serait incommode, aussi utilise-t-on non pas une seule mais un grand nombre de cellules photo-électriques, égal à celui des éléments dans lequel est morcelée l'image. Cette plaque réceptrice, appelée cible, a la forme d'une mosaïque.

La mosaïque est une fine lamelle de mica dont l'un des côtés est saupoudré d'une multitude de grains d'argent isolés les uns des autres et couverts d'oxyde de césium. Chacun de ces grains est une cellule photo-électrique. L'autre côté de la lamelle est recouvert d'une pellicule métallique. Entre chaque grain de la mosaïque et le métal se forme un petit condensateur, en quelque sorte,

qui se charge d'électrons arrachés à la cathode. Il est évident que la charge de chaque condensateur est proportionnelle à la luminosité du point correspondant de l'image transmise.

De la sorte, sur la plaque métallique se forme comme une image électrique latente de l'objet. Comment analyser cette image ? Au moyen d'un faisceau électronique qu'il faut obliger à parcourir la plaque à la façon dont le regard parcourt les lignes d'une page de livre. Le faisceau électronique joue le rôle d'une clé qui ferme pour un bref instant le circuit électrique, par l'intermédiaire d'un microcondensateur. Le courant dans ce circuit instantanément créé est univoquement lié à la luminosité de l'image. Chaque signal peut et doit être considérablement amplifié par les procédés habituellement utilisés en radiotechnique. Lors de la transmission de l'image, l'œil ne doit pas remarquer que le faisceau électronique parcourt successivement les divers points de l'écran lumineux. L'image complète reçue sur l'écran du tube de réception au cours d'un cycle de mouvement du faisceau électronique est une trame. Il faut créer une fréquence de changement des trames telle que, grâce à la persistance des sensations visuelles, l'œil soit insensible au papillotement de la brillance.

Quelle fréquence de changement de trames faut-il donc choisir ?

On a l'impression d'un mouvement continu lors d'une fréquence de changement de trames d'environ 20 Hz, aussi la fréquence adoptée en télévision est-elle de 25 Hz, mais comme à cette valeur le papillotement de la brillance demeure perceptible, on a eu recours à l'ingénieux procédé du balayage entrelacé. On a gardé la fréquence de 25 Hz, mais le faisceau électronique analyse d'abord les lignes impaires, puis les lignes paires. La fréquence de changement des demi-trames se

trouvant ainsi doublée, le papillotement de la brillance de l'image cesse d'être perceptible.

Les fréquences des balayages des trames et des lignes doivent être strictement synchronisées. Le nombre de lignes adopté en U.R.S.S. est de 625. Quant au rapport entre le nombre des éléments de l'image dans chaque ligne et le nombre des lignes, il est égal au rapport entre la longueur d'une ligne et la hauteur de l'écran. En U.R.S.S., ce rapport est de 4/3, ce qui oblige à transmettre 25 fois par seconde 4/3 de 625^2 éléments d'image. Comme il suffit d'une période pour transmettre deux éléments, l'image télévisée exige une bande d'au moins 6,5 MHz. Par conséquent, la fréquence porteuse de l'émetteur ne peut être inférieure à 40-50 MHz, étant donné que la fréquence de l'onde porteuse doit être au moins 6 ou 7 fois plus grande que la largeur de la bande des fréquences transmises. Le lecteur comprend maintenant pourquoi seules conviennent en télévision les ondes très courtes. Il en résulte que la portée des émissions est en principe limitée par la vue directe.

Du moins en était-il ainsi jusqu'à un passé relativement récent. L'utilisation de satellites artificiels, qui, étant visibles à la fois des stations émettrice et réceptrice, permettent de transmettre les programmes de télévision à n'importe quelle distance, a été un événement révolutionnaire. L'U.R.S.S. a été la première à se servir de satellites à cette fin. Le réseau de télécommunications par satellites couvre actuellement la totalité du territoire soviétique.

Sans aborder la question de l'aménagement de puissantes stations de télévision, nous nous bornerons à citer quelques chiffres intéressants, qui caractérisent les immenses possibilités de la radiotechnique moderne dans le domaine de l'amplification des signaux. Un amplificateur de puis-

sance augmente d'un million de fois les signaux vidéo ordinaires, dont la puissance, avant amplification, ne dépasse pas 10^{-3}W. Rayonnés par une antenne parabolique d'une trentaine de mètres de diamètre, les 10^3 W ainsi obtenus se dirigent en un faisceau étroit vers un satellite. Après avoir franchi les quelque 35 000 km qui la séparent du satellite, l'onde électromagnétique n'a plus qu'une puissance de 10^{-11} W.

L'amplificateur monté à bord du satellite porte ce signal extrêmement faible à une puissance de 10 W. Réfléchi par le satellite, le signal retourne à la Terre avec une puissance de 10^{-17} W et amplifié de nouveau, recouvre sa puissance initiale de 10^{-3} W.

Je pense qu'il y a seulement une dizaine d'années, l'ingénieur le plus optimiste aurait estimé ces chiffres invraisemblables. L'efficacité des installations réceptrices utilisées est déterminée par le produit des dimensions de l'antenne par l'amplification utile du récepteur, qui varie d'un million à cent millions de fois. A la limite supérieure, en vue de diminuer les bruits internes, on est obligé de refroidir le premier étage de l'amplificateur à la température de l'hélium liquide.

LES MICROCIRCUITS

On ne saurait terminer le chapitre consacré à la radiotechnique sans dire ne serait-ce que quelques mots sur une nouvelle révolution dont nous sommes actuellement les témoins.

Il s'agit de la fantastique miniaturisation de tous les appareils radiotechniques devenue possible parce qu'au lieu d'être constitués d'éléments séparés (résistances, transistors, etc.) réunis entre eux par des fils, ces appareils comportent aujourd'hui des circuits électriques dessinés au

moyen d'une technique spéciale sur une plaquette de silicium dont la taille ne dépasse pas quelques millimètres.

La nouvelle technologie (l'une de ses variantes) consiste, en se servant de divers caches et produits chimiques, à introduire des impuretés *p* ou *n* en certains endroits convenablement choisis d'un cristal de silicium ou de germanium en les traitant par des faisceaux ioniques.

Un circuit électrique constitué d'une dizaine de milliers (!) d'éléments prend place sur une plaquette d'environ deux millimètres de côté. Quand nous avons parlé de la possibilité de dessiner un circuit, le lecteur a peut-être eu l'impression qu'on se borne à traiter uniquement la surface d'un morceau de transistor. En réalité, l'opération est plus compliquée. Chaque élément radiotechnique a trois dimensions. Il s'agit donc de créer sur un minuscule morceau de silicium plusieurs couches renfermant diverses quantités d'impuretés.

Comment s'y prend-on ? Pour commencer, on crée sur la surface du silicium une couche d'oxyde sur laquelle on applique une substance photosensible. Le « biscuit » ainsi obtenu est exposé à des rayons ultraviolets à travers un cache de forme appropriée. Après développement, il se forme des creux sur la surface du morceau de silicium aux endroits où les rayons ont traversé le cache.

L'étape suivante consiste à traiter le futur circuit par de l'acide fluorhydrique, qui fait disparaître l'oxyde de silicium sans agir ni sur la surface primaire (c'est-à-dire le silicium) ni sur la couche photosensible. Pour finir, on fait agir un autre solvant, qui élimine la couche photosensible. Le morceau de silicium reste ainsi couvert d'une couche isolante (oxyde de silicium) aux endroits nécessaires. Le creux de forme

appropriée, où le silicium a été dénudé, est exposé à un faisceau ionique afin d'y introduire la quantité voulue d'impuretés.

La création de microcircuits est actuellement l'une des branches de pointe de la technique.

Les nouvelles idées et découvertes dans le domaine de la physique des semiconducteurs attestent que les fantastiques résultats déjà acquis ne constituent nullement une limite.

TABLE DES MATIÈRES